ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE :
167

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

VERGLAS Alain

PREMIÈRE THÈSE

Étude du système $\overline{K}\pi$ dans les états finals à 3 corps produits par les interactions $K^- p$ à 3 GeV/c

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 9 juin 1966 devant la Commission d'examen

MM. J. TEILLAC — Président

A. BERTHELOT
P. LEHMANN
A. LEVEQUE
} Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE :
167

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

VERGLAS Alain

PREMIÈRE THÈSE

Étude du système $\overline{K}\pi$ dans les états finals à 3 corps produits par les interactions $K^- p$ à 3 GeV/c

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 9 juin 1966 devant la Commission d'examen

MM. J. TEILLAC — Président

A. BERTHELOT
P. LEHMANN
A. LEVEQUE — Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith.& Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristalo.
	MATHIEU J. P.	T. Physique optique
	COUTEAUX	T. Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo. compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques généraics
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo. & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim. (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho. physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire.
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général ... R. POULAIN

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 5

I - DONNEES EXPERIMENTALES 7

1 - Etude sommaire du faisceau 7

2 - Dépouillement des événements 11

3 - Système de mesure et d'analyse cinématique 12

4 - Etude détaillée des événements "deux branches" 13

a) Dépouillement 13
b) Mesure et analyse cinématique 13
c) Sections efficaces 15

5 - Etude détaillée des événements "deux branches V°" 19

a) Dépouillement 19
b) Mesure et analyse cinématique 19
c) Sections efficaces 20

II - FORMALISME UTILISE POUR L'ETUDE DU MECANISME DE PRODUCTION $K^- P \longrightarrow \overline{K^*}\pi^{(*)}$ 25

1 - Les modèles périphériques 25

2 - Matrice densité d'un système 27

3 - Etude détaillée de la matrice densité d'un méson vectoriel $M(J^P = 1^-)$ se désintégrant par interaction forte en deux mésons pseudo-scalaires $(J^P = 0^-)$ a et b 28

4 - Prédictions du modèle OME sur la réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K^*}\pi$ 33

a) Matrice densité du $\overline{K^*}$ 33
b) Sections efficaces de production 34

5 - Prédictions du modèle de l'absorption 35

III - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA REACTION $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$ 39

1 - Résultats expérimentaux et section efficace de production de K^{*-} 39

2 - Caractère périphérique de la réaction 43

3 - Calcul des éléments de la matrice densité 43

4 - Comparaison aux différents modèles 48

(*) Au cours de ce travail, le symbole $\overline{K^*}$ non suivi de sa masse entre parenthèses représente l'objet de masse 891 MeV/c^2.

Pages

a) Modèle OME 48
b) Modèle de l'absorption 50

IV - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA REACTION $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*0}} N$ 53

1 - Résultats expérimentaux et section efficace de production de $\overline{K^{*0}}$ 53

2 - Caractère périphérique de la réaction 56

3 - Calcul des éléments de la matrice densité du $\overline{K^{*0}}$ 56

4 - Comparaison aux différents modèles 58

a) Modèle OME 58
b) Modèle de l'absorption 60

V - CONCLUSIONS SUR LE MECANISME DE PRODUCTION DE LA REACTION $K^- P \longrightarrow \overline{K^*}\pi$. 61

1 - Comparaison entre les deux réactions $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$ et $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*0}} N$ 61

2 - Comparaison aux résultats de l'expérience $K^+ P \longrightarrow K^{*+} P$ à 3 GeV/c 62

VI - REACTION $K^- P \longrightarrow \overline{K^*}(1\,400), \pi$ 65

1 - Mise en évidence 65

2 - Mécanisme de production 66

3 - Isospin du $\overline{K^*}(1\,400)$ 66

4 - Sections efficaces de production 69

ANNEXE I 71

REFERENCES 77

UNIV. LEIDEN BIBL.

INTRODUCTION

L'étude que nous nous proposons porte sur le système $\bar{K}\pi$ produit dans les réactions

$$K^- P \longrightarrow \bar{K}\pi\mathcal{N}$$

($\mathcal{N}$ = nucléon), tel qu'une résonance $\bar{K}\pi$ soit produite dans un état "quasi deux corps".

La production de deux corps ou "quasi deux corps" est un phénomène fréquent aux hautes énergies. D'autre part, ce phénomène possède souvent les caractéristiques du "périphérisme", ce qui a donné lieu à de nombreux modèles.

Deux de ceux-ci, le modèle d'un méson échangé (OME) et le modèle d'échange avec effet d'absorption ont été les plus féconds à cette date. Ils seront appliqués au cas de la réaction :

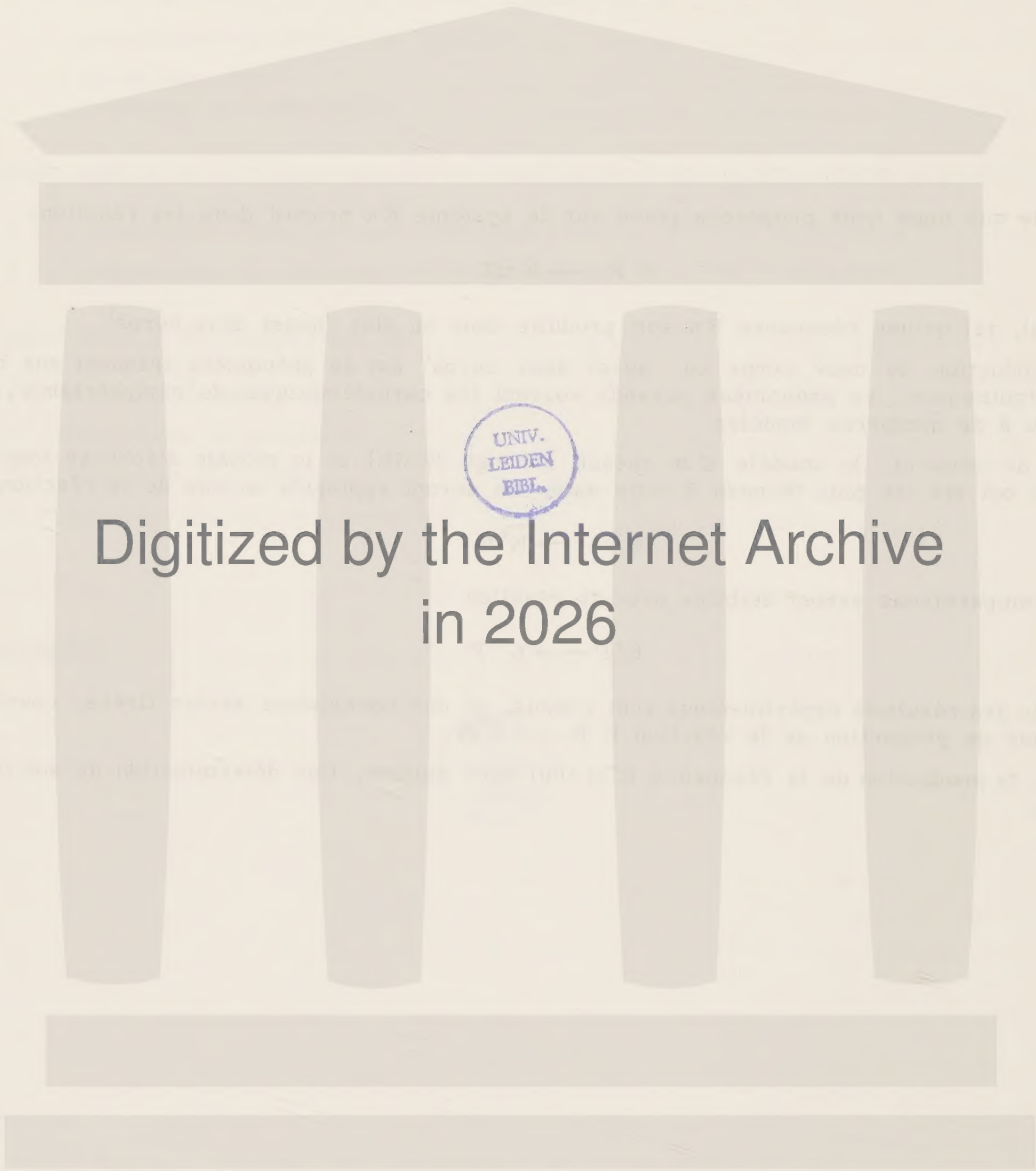
$$K^- P \longrightarrow \overline{K^*}\mathcal{N}$$

Des comparaisons seront établies avec la réaction

$$K^+ P \longrightarrow K^{*+} P$$

pour laquelle des résultats expérimentaux sont connus, et des conclusions seront tirées, concernant le mécanisme de production de la réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K^*}\mathcal{N}$.

Enfin, la production de la résonance $K^*(1\,400)$ sera étudiée. Une détermination de son isospin sera tentée.


UNIV.
LEIDEN
BIBL.
Digitized by the Internet Archive
in 2026
https://archive.org/details/IA41544317_0028

CHAPITRE I

DONNÉES EXPÉRIMENTALES

1 - ETUDE SOMMAIRE DU FAISCEAU -

Les clichés utilisés ont été pris au CERN dans la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm de Saclay, exposée à un faisceau de K^- de 3 GeV/c. Ce faisceau a été décrit par ailleurs [1] et nous ne présenterons ici que ses caractéristiques essentielles.

Ce faisceau (M_2) a été conçu pour fournir soit des antiprotons de 1 à 5 GeV/c, soit des $K^\pm$ de 1,5 à 3,5 GeV/c.

Il s'agissait d'obtenir :

- une intensité suffisante à la chambre à bulles ;
- une séparation aussi élevée que possible.

Le choix s'est porté sur le faisceau à deux étages de séparation électrostatique, dont la figure 1 montre la disposition des éléments et la figure 2 les coupes horizontales et verticales.

La longueur totale est de 87 m entre la cible et la chambre, soit 3,9 vies moyennes d'un K^- de 3 GeV/c. Le rapport (K^-/π^-) à la chambre est de 1,5/1 000 en l'absence de séparation. Une contamination en π^- inférieure à 5 % impose donc un facteur de rejection supérieur à $1,3.10^4$.

La figure 3 présente la courbe de séparation obtenue expérimentalement, en déplaçant un scintillateur devant la dernière fente de masse.

La cible utilisée était en béryllium.

L'ensemble des 300 000 clichés de cette expérience a été obtenu en trois expositions successives de la chambre à plusieurs mois d'intervalle.

Pour chaque expérience, un lot de traces incidentes a permis de déterminer les paramètres du faisceau. Le système de coordonnées utilisé est indiqué sur la figure 4.

λ est la pente de la trace

φ est l'azimut du point d'abscisse x

x est l'abscisse du sommet de l'interaction.

Le tableau I présente les paramètres des traces incidentes pour chacune des trois expériences :

Tableau I

	Impulsion GeV/c	λ radians	φ radians
EXP 1	2,985	0,007	3,073 - 0,0021 x
EXP 2	2,985	- 0,003	3,112 - 0,0021 x
EXP 3	2,985	0,001	3,112 - 0,0021 x

x exprimé en cm.

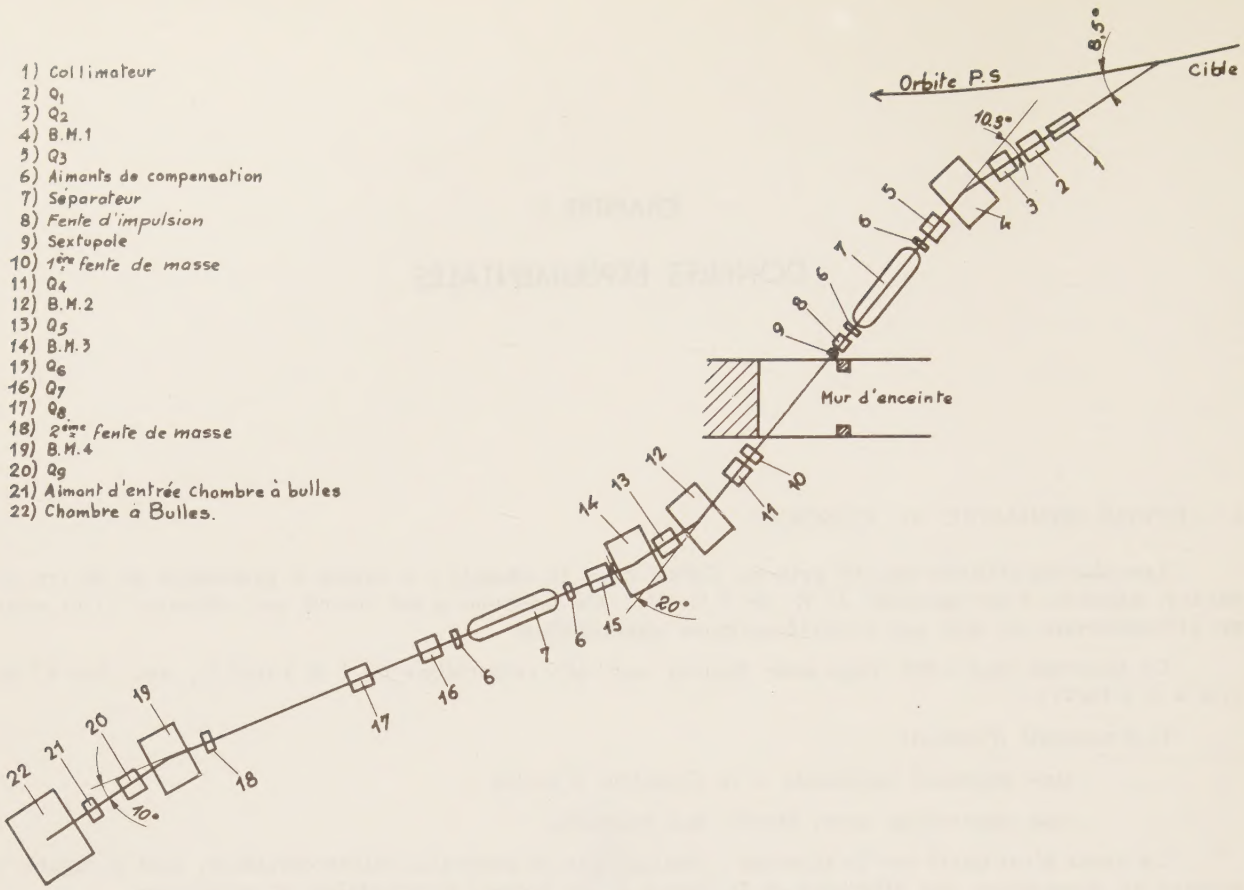


Figure 1 - Disposition horizontale du faisceau M_2.

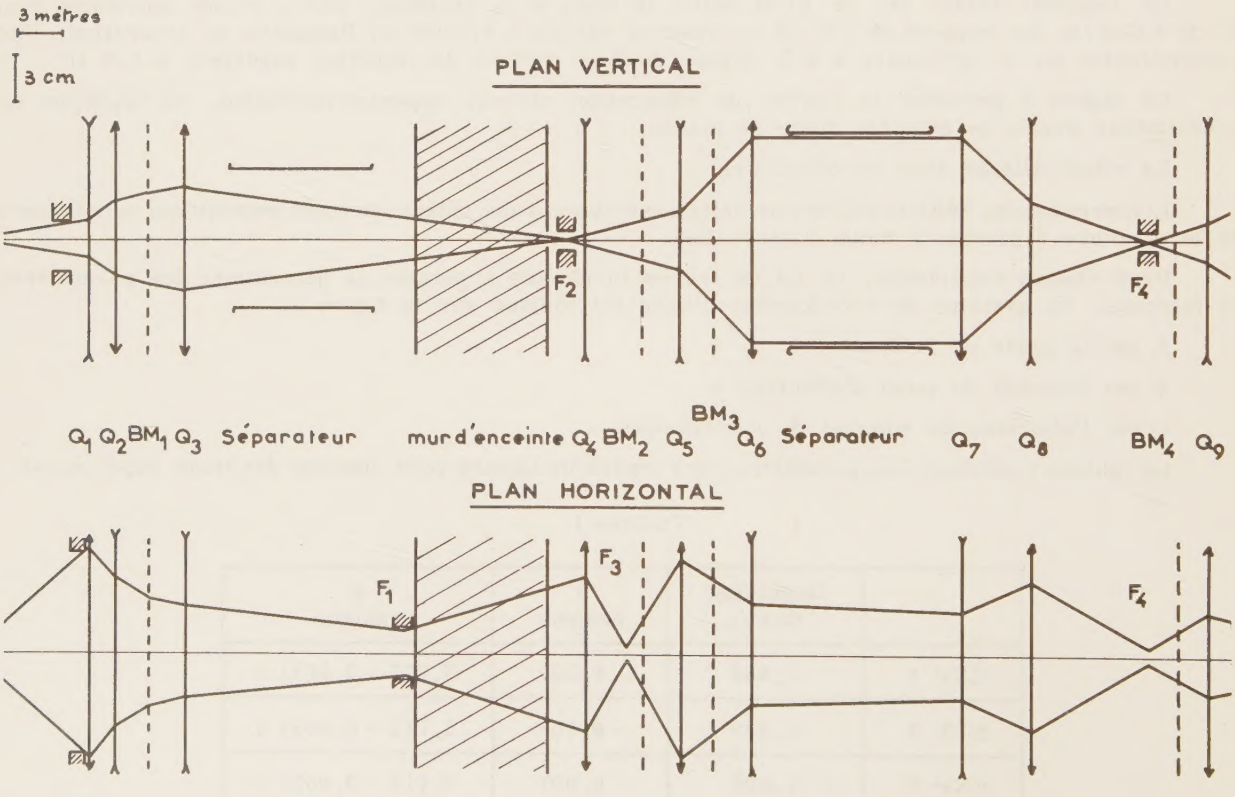


Figure 2 - Coupes du faisceau M_2 dans les plans vertical et horizontal.

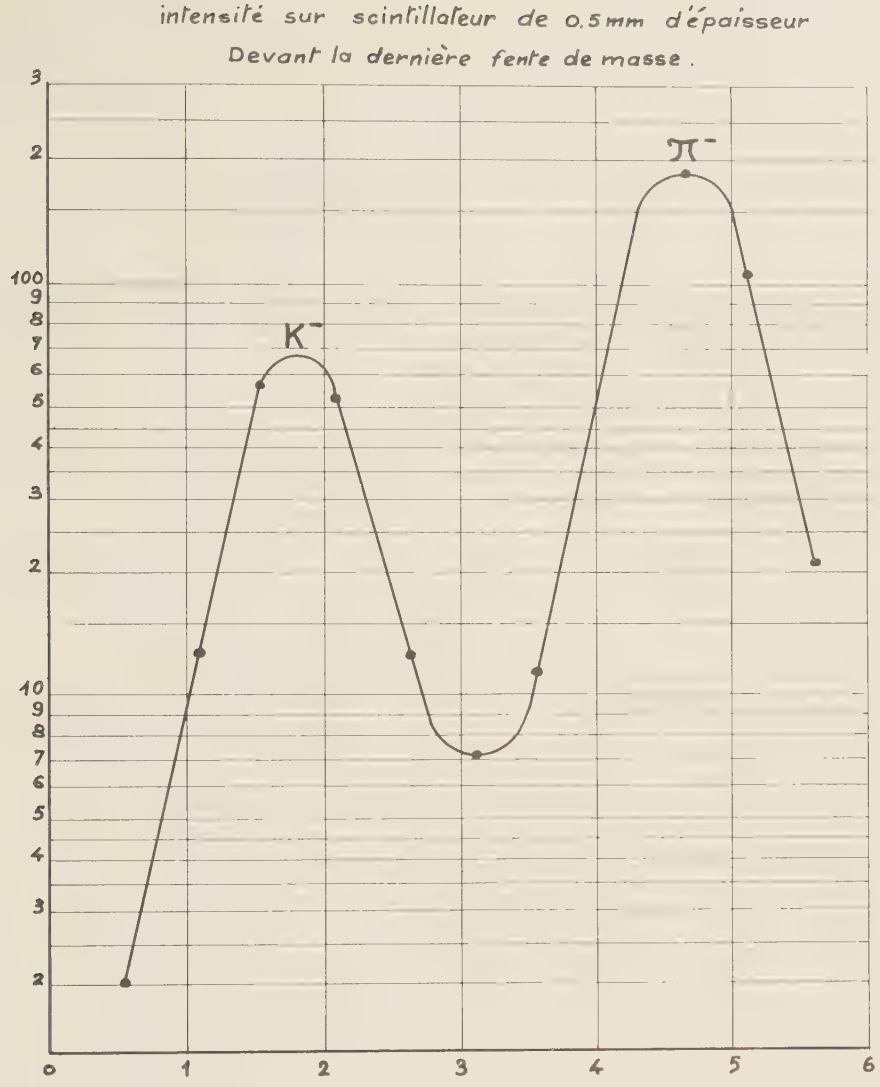


Figure 3 - Courbe de séparation des K^- à 3 GeV/c.

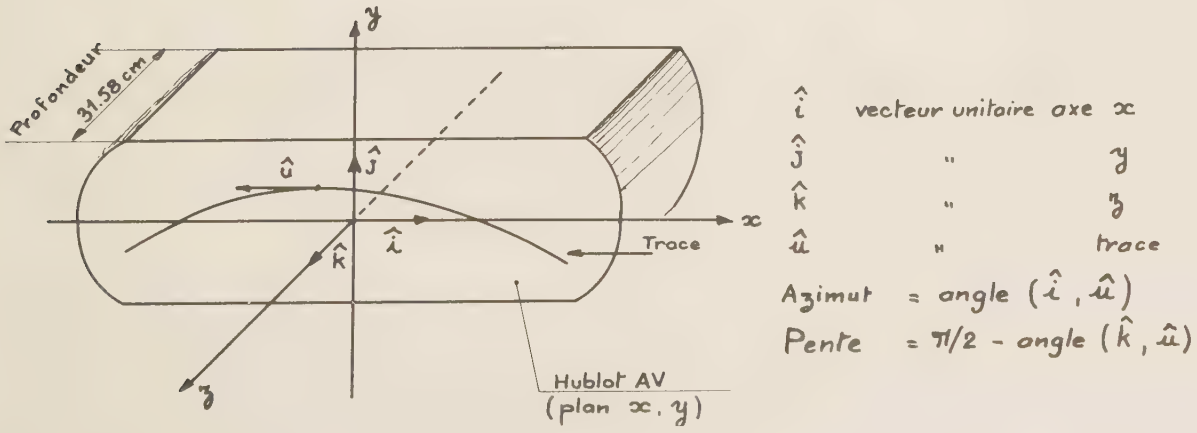


Figure 4 - Système de coordonnées de la chambre à bulles de 81 cm.

A titre d'exemple, décrivons la mesure de ces paramètres pour la seconde expérience sur 94 traces incidentes.

La figure 5 présente les distributions expérimentales obtenues pour λ et $\varphi(x)$ à partir de ce lot.

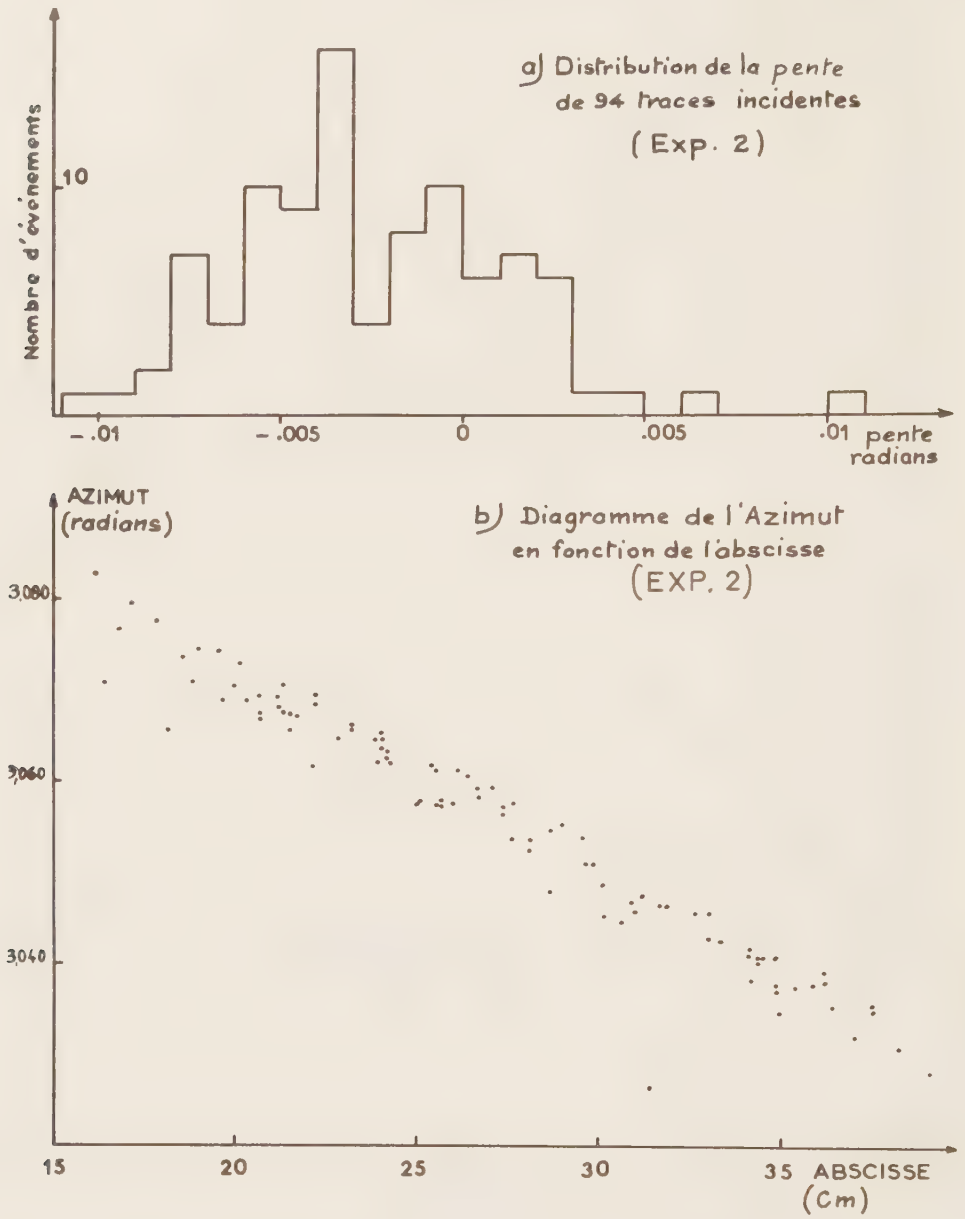


Figure 5 - a) Distribution de la pente de 94 traces incidentes de l'expérience 2 ; b) Diagramme de l'azimut en fonction de l'abscisse du point où il est évalué pour les mêmes traces.

Le champ moyen de la chambre est 20, 62 KGs. Le diagramme $\varphi(x)$ permet alors de déterminer l'impulsion du faisceau. On trouve p = 2, 9 GeV/c pour un point situé au milieu de la chambre.

L'étude par P. FLEURY des traces sans champ dans cette chambre a montré l'existence d'une distorsion systématique correspondant à une impulsion de 300 GeV/c.

En introduisant cette correction, et en évaluant la perte d'énergie à la traversée des différents milieux, on obtient une valeur de 3, 01 GeV/c, pour l'impulsion des particules à la sortie du dernier aimant, en bon accord avec la valeur de 3 GeV/c pour laquelle ce faisceau était réglé.

Nous verrons plus loin que nous avons limité notre étude aux interactions produites dans un volume restreint de la chambre. Dans ce volume, l'impulsion a été prise égale à 2,985 GeV/c avec une erreur de ± 0,015 GeV/c.

Ces valeurs ont été introduites dans les programmes de cinématique. Il en a été de même pour les valeurs de λ et φ. Toutefois, ces quantités ont toujours été mesurées et comparées aux valeurs imposées, et seuls ont été retenus les évènements qui, après une ou plusieurs mesures, avaient des paramètres de position en accord avec les valeurs imposées. Les autres évènements ont été rejetés, comme ayant subi une interaction dans les derniers mètres de leurs parcours. Pour pouvoir le vérifier, une longueur minimum observée de 5 cm a été exigée.

Le champ magnétique dans la chambre varie entre 20,1 et 20,8 KGs ; une carte de champ a été introduite dans les programmes.

2 - DEPOUILLEMENT DES EVENEMENTS -

Les réactions suivantes font l'objet de notre étude (nous entendons par branches les traces sortantes d'une interaction ; et par V° la désintégration d'une particule neutre) :

$K^{*-} p$	$\longrightarrow \overline{K^0} \pi^- p$	2 branches, V° de désintégration du $\overline{K^0}$
	$\longrightarrow K^- \pi^0 p$	2 branches
	$\longrightarrow K^- \pi^+ N$	2 branches
$\overline{K^{*0}} N$	$\longrightarrow K^- \pi^+ N$	2 branches

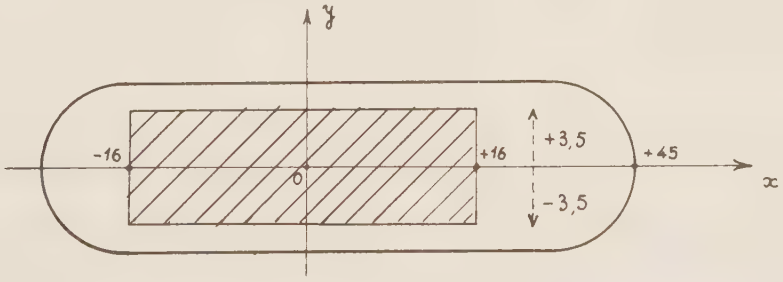
Nous recherchons donc :

a) Les événements à deux branches.

b) Les événements à deux branches et un V° dont il sera prouvé que la désintégration est celle d'un K_1^0, par reconstitution cinématique.

Ces deux types sont faciles à reconnaître. En ce qui concerne les événements du type b) nous n'avons pas cherché à identifier sur la table de projection la particule neutre (Λ^0 ou K^0) bien que cette détermination soit possible [2]. Les cas où la particule positive de désintégration du V° avait une ionisation incompatible avec le minimum ont été notés. L'analyse cinématique, complétée par cette information qualitative, a toujours été suffisante.

Les événements ont été dépouillés sur les trois vues stéréoscopiques. On n'a retenu que ceux dont le sommet est contenu dans un certain volume intérieur à la chambre. Ce volume, d'une longueur de 32 cm est défini de la façon suivante :



Les traces sortantes peuvent donc être mesurées sur 20 cm minimum. Enfin, nous avons imposé que les traces incidentes des événements retenus n'aient pas une inclinaison de plus de 1° par rapport aux traces du faisceau du même cliché. Ceci représente un écartement de 2 mm sur 10 cm et est facile à observer. Nous avons ainsi cherché à éliminer les traces qui auraient pû avoir une diffusion à l'entrée de la chambre, en dehors de la zone sensible. Les événements du type b) proviennent de deux dépouillements indépendants, ceux du type a) résultent d'un seul. Dans le premier cas, le nombre total d'événements contenus dans les clichés est donné, avec une bonne approxi-

mation, par la somme des événements trouvés au premier dépouillement et de ceux retrouvés au second. Nous appellerons efficacité d'un dépouillement le rapport du nombre des événements trouvés au cours de celui-ci au total défini plus haut.

Pour les événements du type a), cette efficacité sera mesurée en redépouillant un lot restreint de clichés. Les désintégrations $\tau(K^- \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-)$ ont été dépouillées deux fois.

Les efficacités sont présentées dans le tableau II.

Le calcul des sections efficaces suppose ces efficacités connues. Pour les événements du type a) qui nous intéressent, il ne semble pas qu'une configuration cinématique soit plus difficile à détecter au dépouillement qu'une autre ; une efficacité inférieure à 1 n'entraîne donc pas d'erreur systématique dans les résultats. D'autre part, les sections efficaces correspondantes sont grandes, et le dépouillement du tiers des clichés disponibles a été suffisant pour obtenir un lot important. Nous nous sommes donc limités à un seul dépouillement.

Tableau II

TYPE	1	2	3	4	5
Deux branches	368	62	1 364	84 %	
Deux branches, V°	177	117	2 800		99,7 %

1 Nombre d'événements oubliés au premier dépouillement

2 Nombre d'événements oubliés au deuxième dépouillement

3 Nombre total d'événements du type (lots restreints)

4 Efficacité après le premier dépouillement

5 Efficacité après les deux dépouillements.

3 - SYSTEME DE MESURE ET D'ANALYSE CINEMATIQUE -

Chaque événement détecté lors du dépouillement, et satisfaisant aux critères de volume et de trace incidente, est mesuré. Dans le plan de la photographie on enregistre les coordonnées des points (sommets d'interaction, sommet des désintégrations, arrêts etc.) et les coordonnées d'un nombre suffisant de points (≥ 4) sur chaque trace pour permettre de reconstituer avec au moins une contrainte les cercles projections des hélices décrites par les traces dans l'espace.

Ces données sont mises sur bande magnétique et l'information suit alors le traitement européen classique des programmes adaptés au calculateur IBM 7 094, c'est-à-dire l'ensemble THRESH, GRIND, BAKE, SLICE, SUMX mis au point au CERN, et que nous avons modifiés en fonction des problèmes particuliers posés par cette expérience.

● THRESH reconstruit l'événement dans l'espace de la chambre par les méthodes de la stéréoscopie ; on extrait ainsi de chaque trajectoire les paramètres cinématiques de la particule qui lui a donné naissance : coordonnées du point d'interaction, quantité de mouvement, angles d'émission.

● GRIND a pour but d'identifier la réaction observée. Pour chaque hypothèse de masse, le programme tente de conserver l'énergie et la quantité de mouvement dans l'interaction et ajuste les quantités mesurées. Les hypothèses que nous avons essayées pour chacun des types retenus sont détaillées dans le tableau III ci-dessous. (Entre parenthèses figurent les neutres non observés, facultatifs ou non).

● BAKE calcule ensuite les quantités nécessaires. La coupure des deux programmes provient du nombre insuffisant de mémoires de la machine.

Il arrive que l'ajustement soit possible pour plusieurs hypothèses de masses différentes. Certains événements restent ambigus. Le choix définitif incombe au physicien.

Tableau III

Hypothèse \ Type	2 branches V°	2 branches
1	$\pi^+ \pi^- \Lambda(\pi^\circ, \gamma)$	$K^+ \pi^- (\Xi^\circ)$
2	$P \pi^- \overline{K}^\circ(\pi^\circ)$	$PK^- (\pi^\circ)$
3	$\pi^+ \pi^- \overline{K}^\circ(N, \Xi^\circ)$	$\pi^+ K^- (N)$
4	$K^+ K^- \Lambda(\pi^\circ, \gamma)$	$P \pi^- (\overline{K}^\circ)$
5	$K^+ \pi^- \Lambda^\circ(\overline{K}^\circ)$	$\pi^+ \pi^- (\Lambda)$
6	$\pi^+ K^- \Lambda^\circ(K^\circ)$	$\pi^+ \pi^- (\Sigma^\circ)$
7	$K^+ \pi^- \overline{K}^\circ(\Lambda^\circ, \Sigma^\circ)$	
8	$\pi^+ K^- K^\circ(\Lambda^\circ, \Sigma^\circ)$	
9	$PK^- K^\circ(\overline{K}^\circ)$	
10	$K^+ K^- \overline{K}^\circ(N)$	
π^- inc. 11	$K^+ \pi^- \Lambda^\circ(\pi^\circ, \gamma)$	
π^- inc. 12	$\pi^+ \pi^- K^\circ(\Lambda^\circ, \Sigma^\circ)$	
π^- inc. 13	$\pi^+ \pi^- \Lambda^\circ(K^\circ)$	

• SLICE enregistre ce choix et condense sur bande magnétique toute l'information d'ordre physique utile, relative à la "bonne hypothèse". Cette bande est appelée "bande résumé" ou "DST".

• SUMX lit la "DST" et effectue les histogrammes, idéogrammes et diagrammes désirés par le physicien. D'autres programmes décrits sommairement en Annexe 1 utilisent également cette "DST" qui est l'élément de base du traitement par calculateur de l'information contenue virtuellement dans les clichés de chambre à bulles.

4 - ETUDE DETAILLEE DES EVENEMENTS "DEUX BRANCHES" -

a) Dépouillement.

Tous les événements situés dans le volume de dépouillement défini plus haut ont été retenus. La figure 6 présente la distribution des abscisses (système défini par la figure 4) des sommets des événements, et montre que ceux-ci sont uniformément répartis dans le volume admis.

Lorsque la courbure d'une trace n'est pas mesurable l'ajustement cinématique est encore possible (il reste trois contraintes s'il s'agit d'un événement élastique).

Nous estimons n'avoir pas manqué systématiquement d'événements lorsque la longueur du proton est supérieure à 5 mm. Les événements élastiques ont été étudiés à Bologne [5]. En ce qui concerne les événements non élastiques, aucune erreur systématique ne peut être introduite par l'omission de protons de faible énergie, la présence d'un 3ème corps dans l'état final entraînant que la probabilité d'émission d'un proton de faible énergie (parcours inférieur à 5 mm) soit pratiquement nulle. En effet, la section efficace de la réaction $K^- P \longrightarrow P \pi^- \overline{K}^\circ$ a été trouvée égale à $1,47 \pm 0,20$ mb à partir des événements à deux branches, alors qu'elle est de $1,13 \pm 0,05$ mb dans les événements 2 branches V°, pour lesquels il existe la signature du K_1°. La section efficace obtenue à partir des événements "2 branches" est donc légèrement plus élevée que celle obtenue à partir des événements 2 branches V°, ce qui confirme qu'aucun biais important n'a pu être introduit par l'omission d'événements dont le proton aurait eu moins de 5 mm.

b) Mesure et analyse cinématique.

La mesure des événements a été effectuée sur des appareils du type "SOM-ENETRA" ou équivalents.

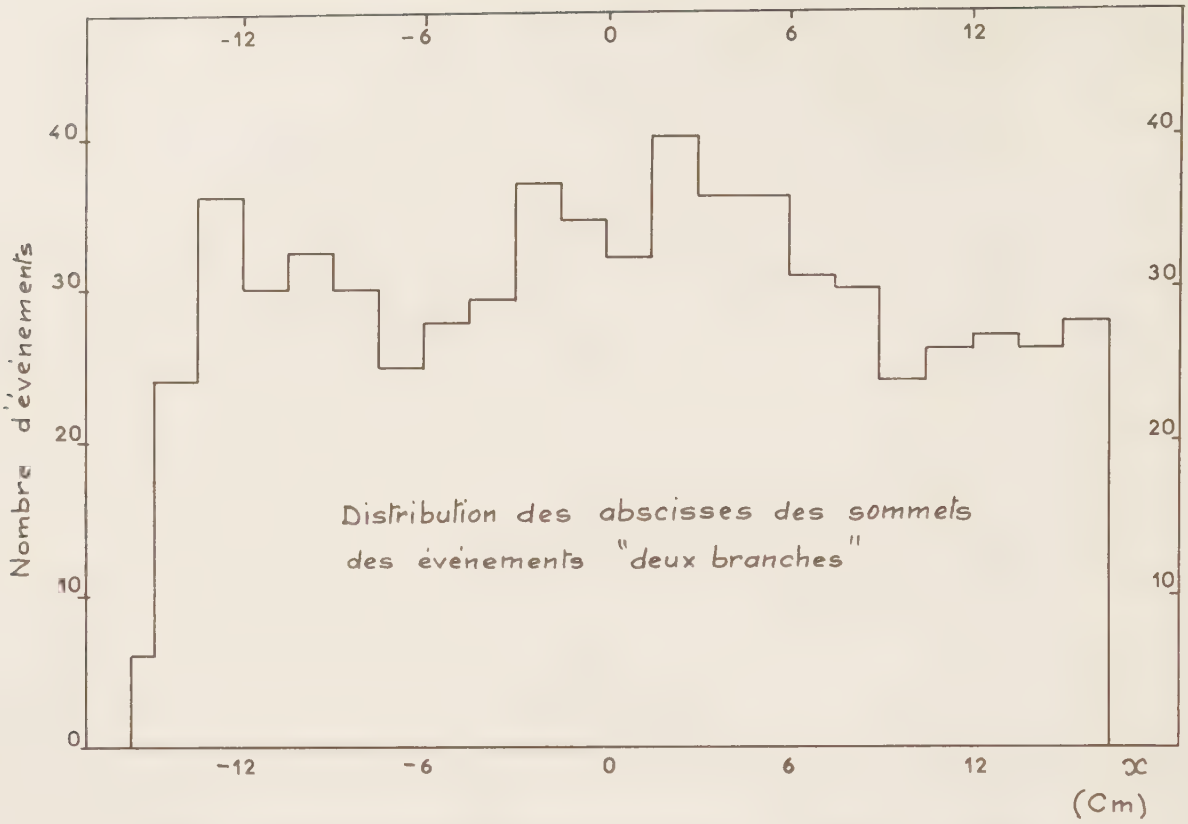


Figure 6 - Distribution des abscisses des sommets des événements 2 branches.

Après une mesure, 94 % des événements ont pu être définitivement reconstruits dans l'espace. Une seconde mesure a donc semblé inutile.

Nous rappelons que les hypothèses de masses sont les suivantes :

1/ $K^- P \longrightarrow K^- P$

2/ $K^- P \longrightarrow K^- P \pi^\circ$

3/ $K^- P \longrightarrow \pi^- P \overline{K^\circ}$

4/ $K^- P \longrightarrow K^- \pi^+ N$

5/ $K^- P \longrightarrow \pi^- \pi^+ \Lambda$

6/ $K^- P \longrightarrow \pi^- \pi^+ \Sigma^\circ$

L'analyse des résultats du programme GRIND a posé certains problèmes, en raison d'ambiguités cinématiques, dont la principale porte sur la trace négative.

En effet, environ 50 % des événements qui satisfont à l'hypothèse $K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$ satisfont aussi à l'hypothèse $K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda^\circ(\Sigma^\circ)$ et la trace négative est trop énergique pour que l'ionisation permette de choisir entre un π^- et un K^-.

Or, l'étude des événements où le Λ° vu est mesuré nous a fourni les sections efficaces suivantes [6] :

$$\sigma(K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda) = 0,505 \pm 0,040 \text{ mb}$$

$$\sigma(K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \Sigma^\circ) = 0,311 \pm 0,030 \text{ mb}$$

soit un total de 0,816 mb.

La section efficace de ces événements avec Λ° non vu est de $0,816/3 = 0,272$ mb, ce qui laisse attendre 34,5 événements dans notre lot d'événements à deux branches, lot pour lequel :

154 événements ont satisfait aux hypothèses

$$K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N \qquad \text{et} \qquad K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda(\Sigma^\circ)$$

ou bien à l'hypothèse $\pi^+ K^- N$ seule

18 événements ont satisfait à l'hypothèse

$$\pi^+ \pi^- \Lambda^\circ(\Sigma^\circ) \text{ seule.}$$

Il est à noter que l'étude des événements dont la désintégration du Λ° a été observée et mesurée, s'est faite sur les mêmes clichés que les événements deux branches.

L'ambiguité maximale porte donc sur 34,5 - 18 = 16,5 événements sur un total de 154, ce qui représente 10,7 % de contamination lorsqu'on décide de choisir l'hypothèse $K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$ lorsqu'il y a ambiguité entre $\pi^+ K^- N$ et $\pi^+ \pi^- \Lambda^\circ(\Sigma^\circ)$.

Il faut enfin noter que dans les événements deux branches il a été décidé qu'un événement était seulement compatible avec l'hypothèse $K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda^\circ(\Sigma^\circ)$ lorsque :

- soit cette hypothèse était la seule dont la probabilité après ajustement était supérieure à 0,001,

- soit toute autre hypothèse en compétition avait une probabilité dix fois plus faible.

Une autre difficulté est apparue, liée à l'ambiguité entre les hypothèses $K^- P \longrightarrow P\pi^- \overline{K^\circ}$ et $K^- P \longrightarrow P K^- \pi^\circ$. Il n'existe ici aucun critère lié aux sections efficaces. Ces événements ne figurent pas dans les histogrammes. En ce qui concerne les sections efficaces, ils ont été répartis entre les deux solutions possibles selon la même proportion que les événements non ambigus. En effet, la proportion de ces événements dont l'ajustement cinématique est en faveur de l'hypothèse $K^- P \longrightarrow P\pi^- \overline{K^\circ}$ est de 44 %, alors que cette proportion est de 53 % pour les événements non ambigus. Il faut noter que cette ambiguité impossible à résoudre individuellement porte sur 16 événements sur un total de 163 non ambigus pour les deux hypothèses.

Enfin, une autre difficulté a trait aux événements ayant satisfait à une hypothèse à trois corps et pouvant aussi être considérés comme ayant plus d'une particule neutre. Dans ce cas les événements sont douteux, n'entrent dans aucun histogramme, et sont répartis pour le calcul des sections efficaces entre les différentes catégories possibles, compte tenu des particules chargées que l'on a pu identifier par ionisation.

La figure 7 présente les distributions de la masse manquante au carré pour les quatre réactions intéressantes. En ce qui concerne les hypothèses avec neutre, on constate que les masses manquantes sont bien distribuées autour de celles du π°, du K° et du neutron. Quant aux événements élastiques, la valeur moyenne est légèrement négative, mais proche de zéro. Ceci vient de ce que E (énergie manquante calculée) peut être positif ou négatif, mais est en moyenne nul, alors que P (impulsion manquante) est proche de 0, mais toujours positif. Alors

$$\mathfrak{M}^2 = (E - P)(E + P)$$

est le produit de deux termes, l'un légèrement négatif, l'autre légèrement positif. Il est donc, en moyenne, légèrement négatif. Ce léger déplacement vers les valeurs négatives de la masse manquante pour les hypothèses sans particule neutre est un phénomène général.

c) Sections efficaces.

Les sections efficaces de chacune des réactions sont calculées comme suit, par comparaison au nombre de désintégration τ des K^- incidents :

$$\frac{\text{Probabilité d'un événement}}{\text{Probabilité d'un } \tau} = \frac{N(E)}{N(\tau)} = \frac{\text{Longueur } V(E)/L_{\text{réaction}}}{\text{Longueur } V(\tau)/L_\tau}$$

$N(E)$ = nombre d'événements dans le volume $V(E)$ de dépouillement

$N(\tau)$ = " de τ " " " $V(\tau)$ " "

$L_{\text{réaction}}$ = parcours moyen d'un K^- avant la réaction du type considéré.

L_τ = parcours moyen d'un K^- avant une désintégration du type τ.

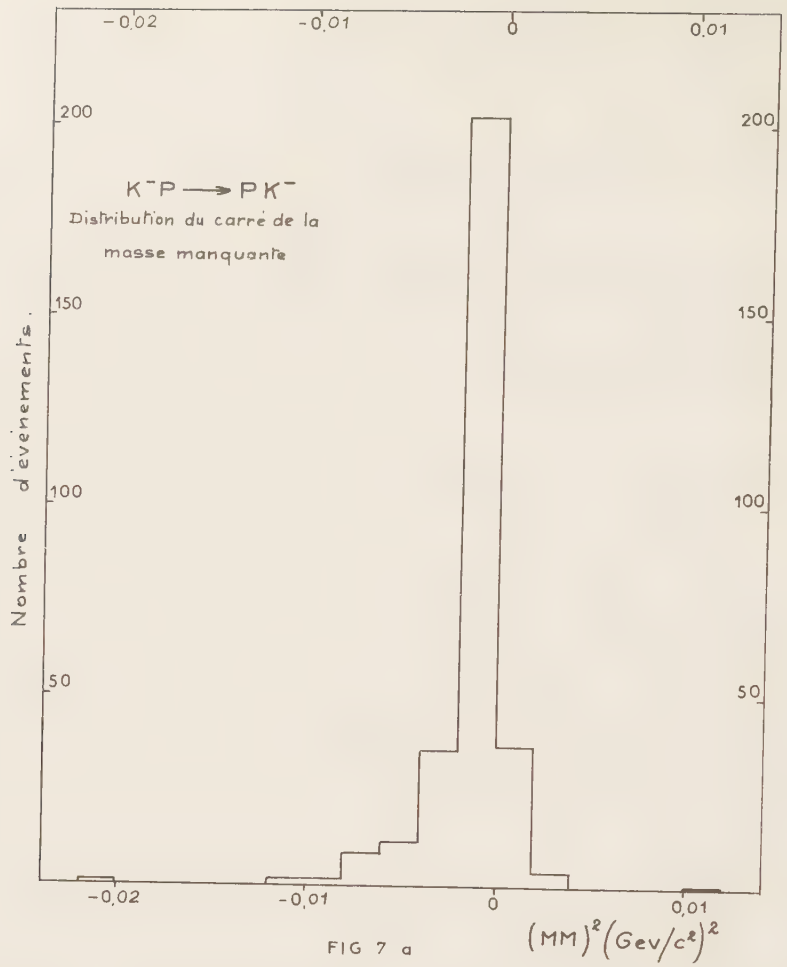

$K^-P \longrightarrow PK^-$
Distribution du carré de la masse manquante
Nombre d'événements.
200
150
100
50
-0,02
-0,01
0
0,01
$(MM)^2 (Gev/c^2)^2$

FIG 7 a

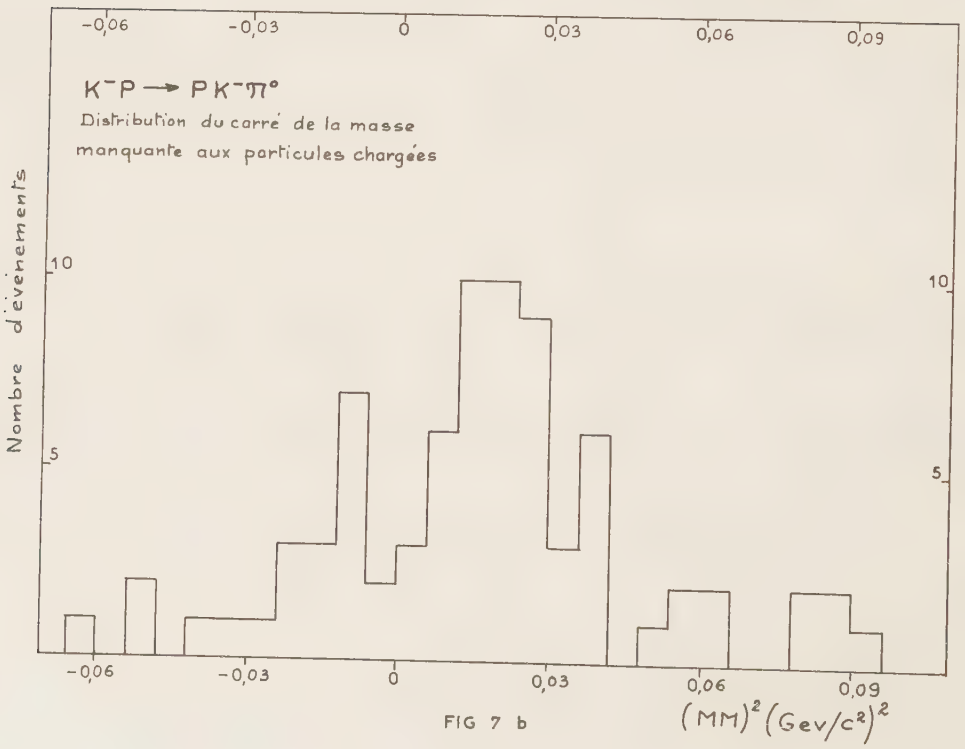

$K^-P \longrightarrow PK^-\pi^\circ$
Distribution du carré de la masse manquante aux particules chargées
Nombre d'événements
10
5
-0,06
-0,03
0
0,03
0,06
0,09
$(MM)^2 (Gev/c^2)^2$

FIG 7 b

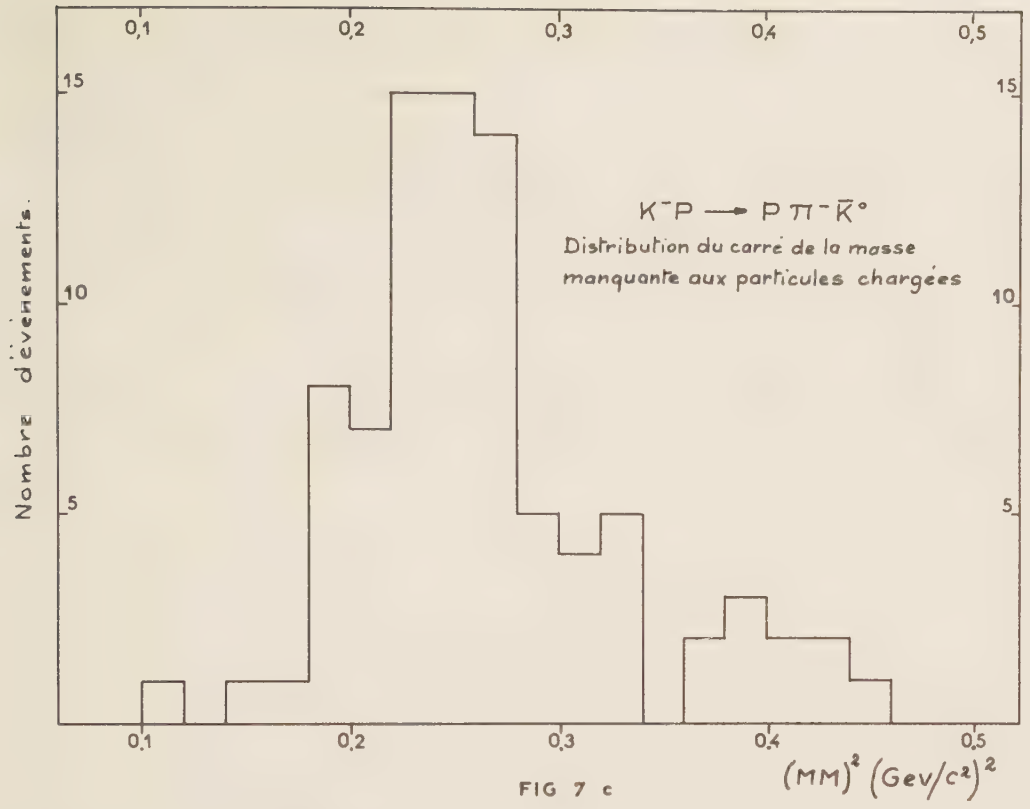


FIG 7 c

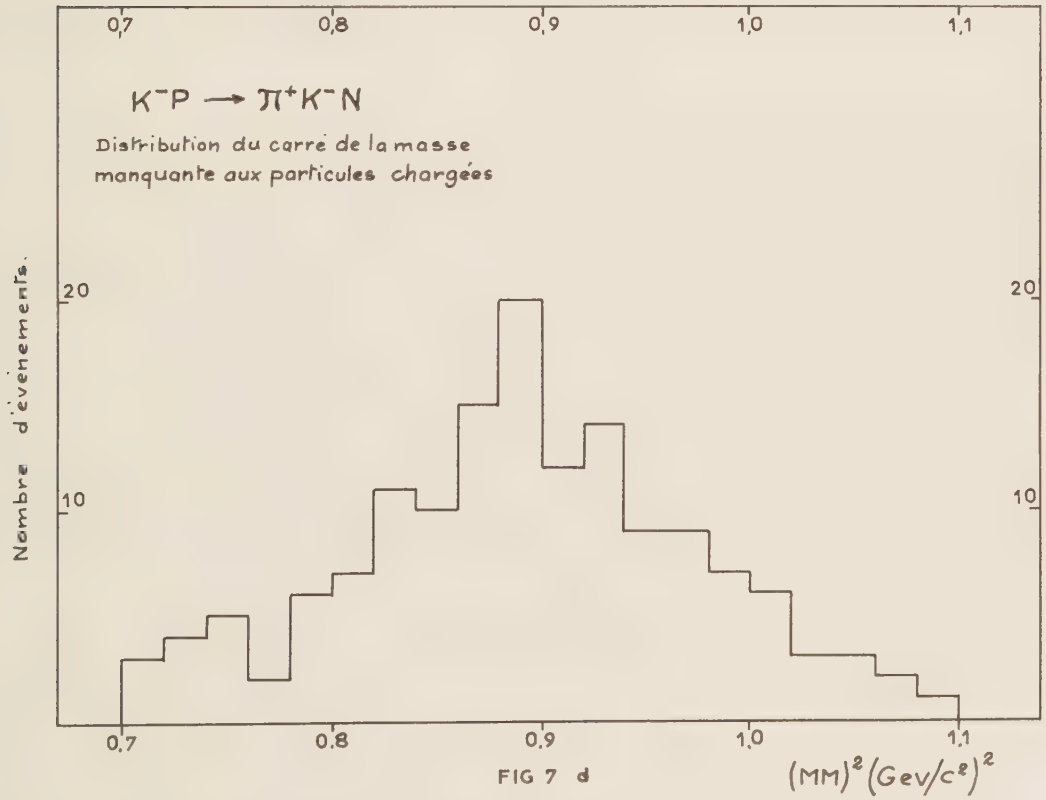


FIG 7 d

Figure 7 - Distribution du carré de la masse manquante aux traces chargées pour les réactions
a) $K^- P \longrightarrow K^- P$ c) $K^- P \longrightarrow P \pi^- \overline{K^0}$
b) $K^- P \longrightarrow P K^- \pi^0$ d) $K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$.

$$L_\tau = \frac{c \cdot p \cdot t_\tau}{m} = \frac{3 \times 10^{10} \times 3 \times 1,23 \times 10^{-8}}{0,494 \times 5,5 \times 10^{-2}} = 4,07 \times 10^4 \text{ cm}$$

Le rapport de branchement de désintégration τ du K^- est donné par la référence [7].

$$L_{\text{réaction}} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{Nd\sigma} = \frac{1}{6,06 \times 10^{23} \times 0,0063 \times \sigma \times 10^{-27}}$$

$$= \frac{2,62 \times 10^4}{\sigma_{mb}} \text{ cm.}$$

n = nombre de centres diffuseurs par cm^3

N = nombre d'Avogadro

d = densité de l'hydrogène en g/cm^3

σ = section efficace en cm^2.

Dans notre expérience :

$$V(E) = 32 \text{ cm}$$

$$V(\tau) = 45 \text{ cm}$$

d'où

$$\sigma_{mb} = \frac{1}{1,56} \times \frac{45}{32} \times \frac{N(E)}{N(\tau)}$$

Le nombre de τ, après correction pour l'efficacité de détection est de 120 pour le lot d'événements considéré. Donc :

$$\sigma_{mb} = 7,51.10^{-3} \times N(E) \times \text{Correction d'efficacité de dépouillement.}$$

Le tableau IV ci-contre présente l'ensemble des résultats obtenus pour les événements deux branches.

Tableau IV

	1	2	3	4	5
$K^- P$	312	4,4	18,6	335,0	
$K^- P \pi^\circ$	77	6,4	5,0	88,4	0,85 ± 0,12
$K \pi^- \overline{K^\circ}$	86	10,1	5,2	$101,3 \times 1,5^A$	1,47 ± 0,18
$\pi^+ K^- N$	154	5,9	14,7	174,6 / $159,7^B$	1,55 ± 0,18
⩾2 Neutres	447	18,8	27,5	493,3	
$\pi^+ \pi^- \Lambda(\Sigma^\circ)$	18	0,5	1,1	19,6	

1 N(E) (avant correction d'efficacité de dépouillement)

2 Evénements douteux répartis entre les hypothèses possibles

3 Evénements à remesurer " " " " "

4 Nombre définitif d'événements dans chaque hypothèse

5 Section efficace en mb, après correction d'efficacité de dépouillement

A Le facteur 1,5 fait la correction des modes de désintégration chargée du $\overline{K^\circ}$

B 34,5 événements $K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda(\Sigma^\circ)$ sont attendus. 19,6 sont observés. Il faut donc soustraire 14,9 du nombre donné pour $\pi^+ K^- N$, pour tenir compte de la confusion entre ces hypothèses.

5 - ETUDE DETAILLEE DES EVENEMENTS "DEUX BRANCHES V°" -

a) Dépouillement.

Toute configuration deux branches et V°, dont le sommet se trouve dans le volume de dépouillement a été retenue, sous deux conditions :

- il faut que sur chacune des trois vues stéréoscopiques, la longueur projetée entre le sommet de l'interaction et le sommet de désintégration du V° soit supérieure à 0,2 cm. Les programmes d'analyse cinématique ne retiendront ensuite que les événements pour lesquels cette longueur dans l'espace est supérieure à 0,2 cm, et il sera attribué un poids aux événements tenant compte de la perte ainsi provoquée.

- il faut que les longueurs des traces de désintégration soient supérieures à 3 cm. Les événements dépouillés et ne satisfaisant pas à ce critère seront ensuite redistribués entre les hypothèses possibles pour le calcul des sections efficaces.

Tous les événements résultent de deux dépouillements, ce qui donne une efficacité de 99,7 % (voir tableau II). Le nombre total d'événements dépouillés sur lequel porte l'analyse qui va suivre est de 3 608.

b) Mesure et analyse Cinématique.

Tous les événements retenus ont été mesurés et ont subi le traitement THRESH, GRIND, BAKE.

Si l'événement n'a pas pu être reconstruit dans l'espace, il est remesuré. Ceci se produit pour 28 % des événements après une mesure. En effet, une trace peut être mal mesurée (hélice difficile à reconstruire).

D'autre part, il est possible qu'une courbure de trace soit mesurée de façon trop imprécise et que l'erreur sur son impulsion soit trop grande pour qu'on puisse choisir entre plusieurs hypothèses en compétition. L'événement est alors remesuré en faisant porter l'attention de l'opératrice sur les difficultés qu'il présente.

Nous nous sommes limités à trois mesures successives pour un événement. Les résultats sont les suivants.

Après	1 mesure	72 %	des événements	sont	définitifs
"	2 mesures	92 %	"	"	"
"	3 "	99 %	"	"	"

(Un événement est dit définitif lorsque, soit une hypothèse a pu être ajustée et confirmée par l'ionisation des traces, soit lorsqu'il a pu être montré qu'il y avait plus d'un neutre manquant).

Après analyse cinématique, les 3 608 événements se répartissent de la façon suivante :

- 192 sont tels que le V° n'a pas pu être identifié, soit parce que les traces ne permettaient pas une mesure précise soit parce qu'il y avait une ambiguité cinématique entre K_1° et Λ°, qu'une mesure d'ionisation de la trace positive ne permettait pas de lever.

- 126 n'ont pas pu être classés, bien que le V° ait pu être identifié, parce que une ou les deux branches de l'événement ne pouvaient pas être mesurées avec précision.

- 478 se sont révélés comme n'étant pas provoqués par des K^- de 3 GeV/c (trace incidente inclinée par rapport au faisceau moyen, double diffusion) ou tels que le V° n'était ni un K_1° ni un Λ° (e^+e^-, V° simulé par deux traces, erreurs de dépouillement).

- 1 837 sont tels que le V° a été identifié comme $\Lambda^\circ \longrightarrow P\pi^-$.

- 975 sont tels que le V° a été identifié comme $K_1^\circ \longrightarrow \pi^+\pi^-$.

Dans cette dernière catégorie, 5 hypothèses cinématiques sont possibles :

- $K^- P \longrightarrow P\pi^- \overline{K}^\circ$
- $K^- P \longrightarrow P\pi^- \overline{K}^\circ\pi^\circ$
- $K^- P \longrightarrow \pi^+\pi^- \overline{K}^\circ N$
- $K^- P \longrightarrow P\pi^- \overline{K}^\circ + \geqslant 2$ neutres
- $K^- P \longrightarrow \pi^+\pi^- \overline{K}^\circ + \geqslant 2$ neutres

Le choix entre ces cinq hypothèses, toujours aisé, a été effectué selon la procédure suivante :

1) Détermination de la nature de la trace positive par observation de l'ionisation. Cet examen suffit dans la plupart des cas à choisir entre un π^+ et un P, l'impulsion de cette trace étant souvent inférieure à 1,2 GeV/c..

2) Examen de la masse et de l'impulsion manquante aux traces positives et négatives dans les deux cas possibles ($\pi^+ \pi^-$ ou $P\pi^-$).

Cette information, combinée à la première si cela est possible, a toujours suffi à déterminer la solution, indépendamment d'une décision basée uniquement sur la valeur du χ^2 ou de la probabilité relative à une hypothèse. Les erreurs introduites dans le calcul sont assez mal évaluées et les choix basés sur ce seul critère ont toujours une part d'arbitraire.

La distribution des masses manquantes au carré dans les cinq cas possibles sont présentées (figure 8) et se groupent autour des masses 0, M_{π°, M_N dans les trois premiers cas.

c) Sections efficaces.

Le tableau V suivant présente les résultats obtenus sur les 975 événements dont le V° est un K_1° :

Tableau V

Hypothèse	1	2	3	4	5
$K^- P \longrightarrow P\pi^- \overline{K^\circ}$	297	332	1 078	1 042	1,13 ± 0,06
$K^- P \longrightarrow P\pi^- \overline{K^\circ}\pi^\circ$	259	290	931	901	0,98 ± 0,04
$K^- P \longrightarrow P\pi^- \overline{K^\circ}$ + neutres	35	39	126	123	0,13 ± 0,01
$K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \overline{K^\circ}N$	260	301	938	907	0,98 ± 0,04
$K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \overline{K^\circ}$ + neutres	124	138	450	435	0,47 ± 0,03

1 Nombre d'événements dans chaque catégorie, après analyse cinématique.

2 Nombre d'événements dans chaque catégorie, après répartition des 192 + 126 = 318 événements non complètement identifiés en fonction de la répartition obtenue dans la colonne 1 et de la répartition obtenue dans le cas où le V° est identifié comme étant un Λ°.

3 Somme des poids des événements après les corrections précédentes et la correction de visibilité du $\overline{K^\circ}$.

4 Identique à la colonne 3 après les corrections suivantes :

- Efficacité de dépouillement : + 0,3 % (après deux dépouillements).
- Efficacité de dépouillement des désintégrations τ des K^- du faisceau incident - 1,5 % (voir II,2).
- Correction due au fait que certains événements dépouillés comme étant des désintégrations τ sont en fait

$$K^- \longrightarrow \pi^\circ \pi^- \quad (\pi^\circ \longrightarrow e^+ e^-)$$

Ceci amène une correction + 2 %.

- La distribution des abscisses des dommets de désintégration τ n'est pas uniforme dans le volume de dépouillement, d'où une erreur systématique de 4 %.

Ceci amène une correction de - 4 %.

La correction générale est donc de :

$$0,3 - 1,5 + 2 - 4 = -3,2 \%.$$

5 Sections efficaces.

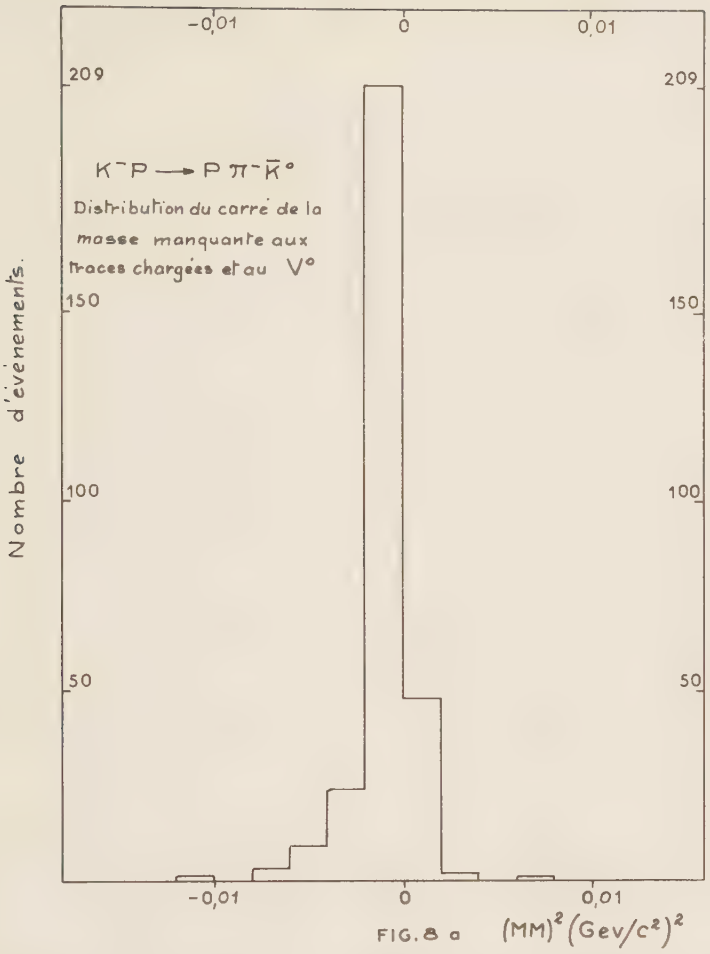

-0,01
0
0,01
209
209
$K^- P \longrightarrow P \pi^- \bar{K}^\circ$
Distribution du carré de la masse manquante aux traces chargées et au V°
150
150
100
100
50
50
Nombre d'événements.
-0,01
0
0,01
$(MM)^2 (Gev/c^2)^2$

FIG. 8 a

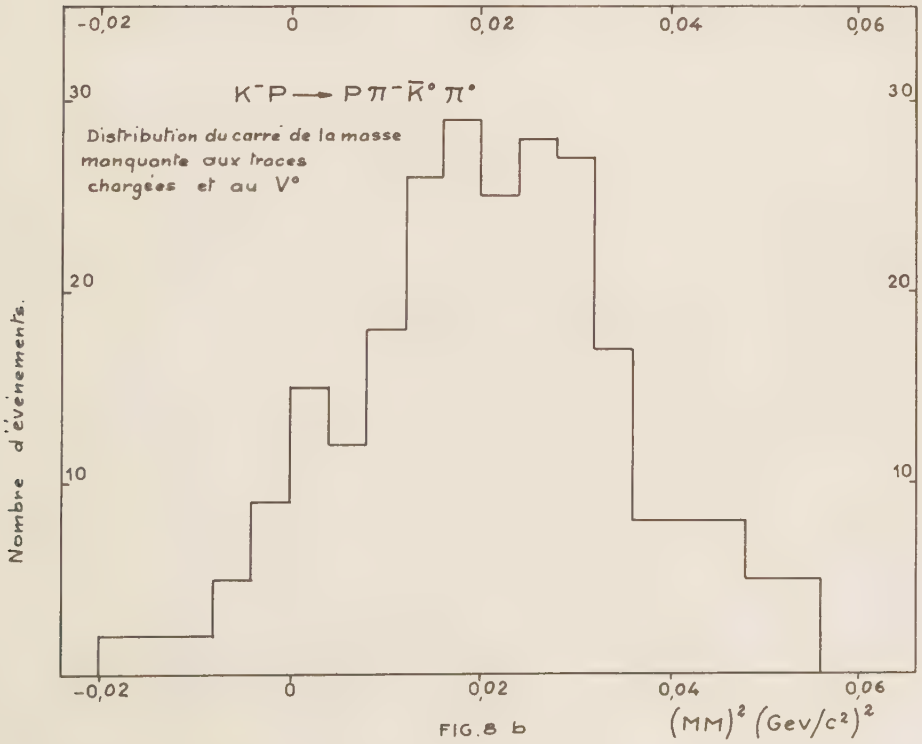

-0,02
0
0,02
0,04
0,06
30
30
$K^- P \longrightarrow P \pi^- \bar{K}^\circ \pi^\circ$
Distribution du carré de la masse manquante aux traces chargées et au V°
20
20
10
10
Nombre d'événements.
-0,02
0
0,02
0,04
0,06
$(MM)^2 (Gev/c^2)^2$

FIG. 8 b

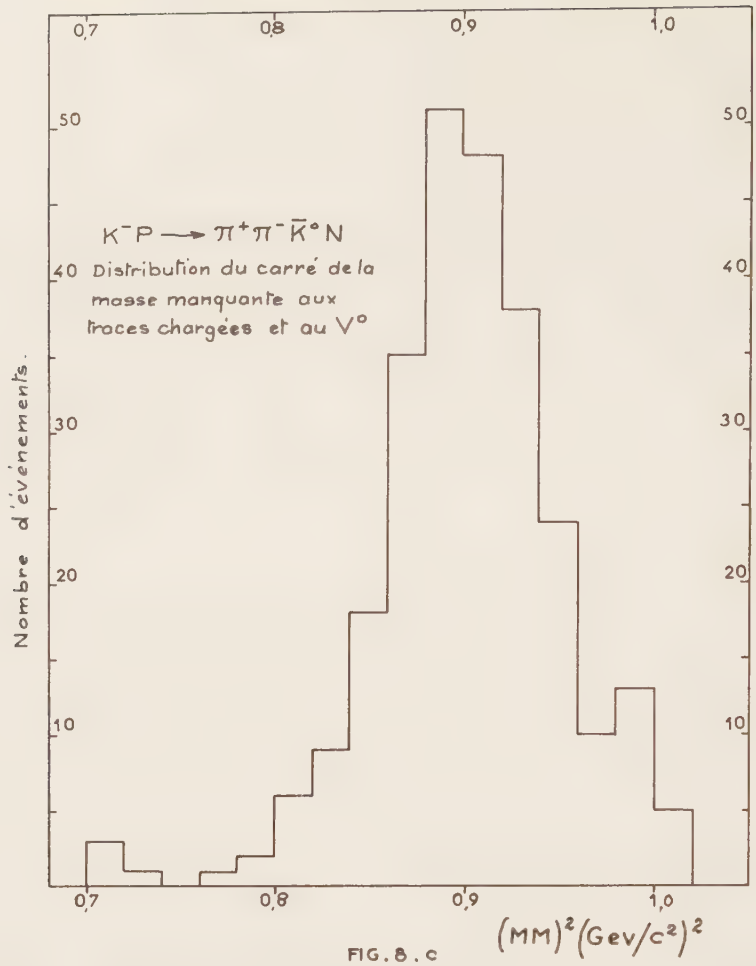

$K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \bar{K}^0 N$
Distribution du carré de la masse manquante aux traces chargées et au V°
Nombre d'événements.
$(MM)^2 (Gev/c^2)^2$

FIG. 8. c

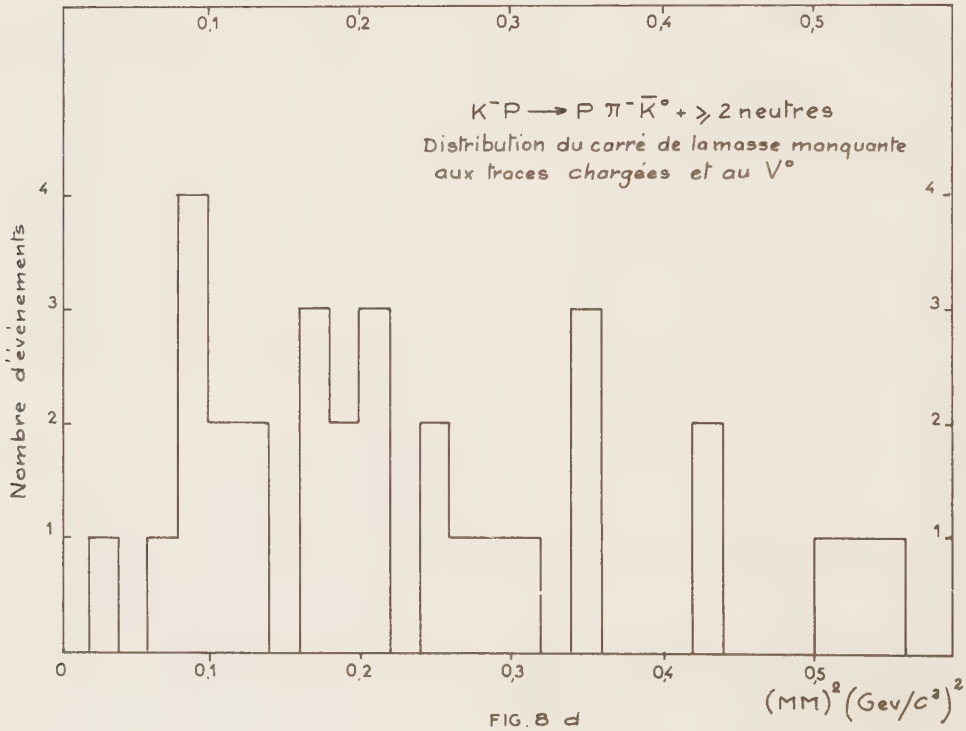

$K^- P \longrightarrow P \pi^- \bar{K}^0 + \geqslant 2$ neutres
Distribution du carré de la masse manquante aux traces chargées et au V°
Nombre d'événements
$(MM)^2 (Gev/c^2)^2$

FIG. 8 d

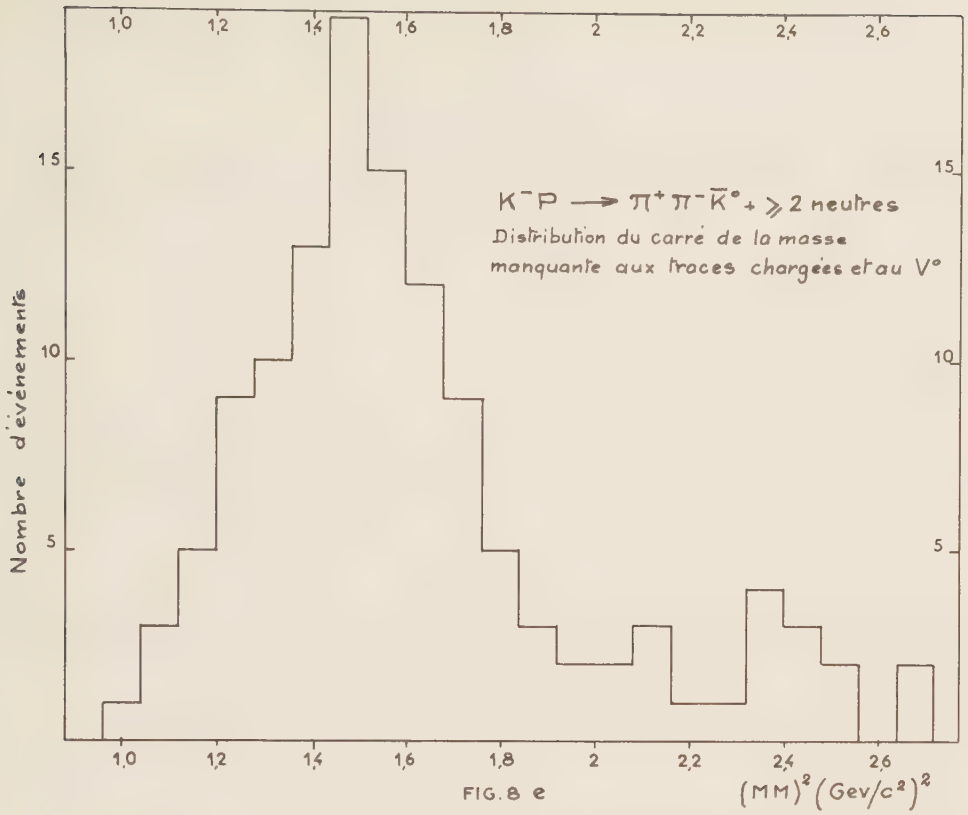


Figure 8 - Distribution du carré de la masse manquante aux traces chargées et au V° dans les cas suivants :
a) $K^- P \longrightarrow P\pi^- \bar{K}^0$
b) $K^- P \longrightarrow P\pi^- \bar{K}^0 \pi^0$
c) $K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \bar{K}^0 N$
d) $K^- P \longrightarrow P\pi^- \bar{K}^0 + \geqslant 2$ neutres
e) $K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- \bar{K}^0 + \geqslant 2$ neutres.

Elles sont calculées à l'aide de la formule déjà utilisée pour les événements deux branches

$$\sigma_{mb} = \frac{1}{1,56} \times \frac{45}{32} \times \frac{N(E)}{N(\tau)}$$

$N(E)$ est donnée par la colonne 4

$N(\tau) = 832$ pour le lot considéré.

Les erreurs calculées sont les erreurs statistiques dues d'une part à l'erreur sur le nombre de désintégrations τ et d'autre part sur le nombre d'événements, c'est-à-dire :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \left[\left(\frac{\sqrt{N(E)}}{N(E)} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{N(\tau)}}{N(\tau)} \right)^2 \right]^{1/2}$$

CHAPITRE II

FORMALISME UTILISÉ POUR L'ÉTUDE DU MECANISME DE PRODUCTION $K^- P \longrightarrow \bar{K}^* \vartheta\pi$

1 - LES MODELES "PERIPHERIQUES" -

Dans cette expérience, il a été observé [8] que de nombreuses réactions produisaient l'état "2 corps" ou quasi-deux corps" suivant :

$$K^- P \longrightarrow B + M$$

où B et M sont respectivement un baryon ou une résonance baryonique et M un méson ou une résonance mésonique, B et M se désintégrant ou non dans la chambre. C'est le cas des réactions

$$K^- P \longrightarrow K^{*-} \quad P$$
$$\hookrightarrow \overline{K^0}\,\pi^-$$

et

$$K^- P \longrightarrow \overline{K^{*0}} \quad N$$
$$\hookrightarrow K^-\,\pi^+$$

Nous appellerons COSPRO le cosinus de l'angle de production de la particule la plus légère dans le centre de masse de la réaction.

$t = -\Delta^2 = (\mathbf{P}_M - \mathbf{P}_{K^-_{inc}})^2$ est le carré du quadrivecteur impulsion-énergie transféré, $\mathbf{P}_M = (\vec{P}_M, E_M)$ et $\mathbf{P}_{K^-_{inc}} = (\vec{P}_{K^-_{inc}}, E_{K^-_{inc}})$ étant respectivement les quadrivecteurs impulsion-énergie du M sortant et du K^- incident.

$$-\Delta^2 = (E_M - E_{K^-_{inc}})^2 - (\vec{P}_M - \vec{P}_{K^-_{inc}})^2$$

Dans le système du centre de masse de production cette relation s'écrit

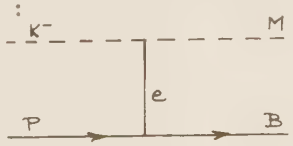
$$-\Delta^2 = m_M^2 + m_K^2 - 2E_M E_{K^-_{inc}} + 2\,|\vec{P}_M| \,.\, |\vec{P}_{K^-}| \,.\, \text{COSPRO}$$

ce qui montre que Δ^2 est une fonction linéaire de COSPRO, E_M et $E_{K^-_{inc}}$ (comme $|\vec{P}_M|$ et $|\vec{P}_{K^-_{inc}}|$) étant des constantes dans le système choisi.

En particulier, on peut constater que Δ^2 atteint son minimum physique pour COSPRO = 1.

Il a été observé [8] que les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d(\Delta^2)}$ $\left(\text{ou } \frac{d\sigma}{d\text{COSPRO}}\right)$ des réactions "deux corps" ou "quasi deux corps présentent souvent un maximum très prononcé pour les valeurs de Δ^2 les plus faibles effectivement possibles pour la réaction physique considérée (COSPRO ~1). Différents modèles périphériques ont été imaginés pour expliquer ce maximum.

Dans tous ces modèles, le calcul repose sur la méthode des perturbations, en supposant les interactions ponctuelles et en ne retenant que les contributions à la matrice de transition de diagrammes de Feynman du type suivant :



M et B étant des particules stables ou des résonances et e la particule virtuelle échangée.

L'amplitude de diffusion de la réaction

$$K^- P \longrightarrow B + M$$

est alors la somme des contributions de tels diagrammes ; la particule échangée est l'une quelconque des particules connues dont les nombres quantiques satisfont aux lois de conservation des interactions fortes dans les interactions virtuelles :

$$e \longrightarrow K^- + \overline{M}$$
$$\overline{e} \longrightarrow P + \overline{B} .$$

Historiquement de tels modèles sont nés de l'étude des résultats expérimentaux des interactions $\pi - p$, où un seul méson (ici le π) était échangé. C'est le modèle OME (one meson exchange).

Dans ce modèle et en fonction de Δ^2, la section efficace différentielle de production s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Delta^2} = A \cdot \left(\frac{1}{\Delta^2 + m_e^2}\right)^2$$

m_e est la masse physique de la particule échangée et $\left(\frac{1}{\Delta^2 + m_e^2}\right)^2$ est le terme dû au propagateur.

A est une fonction de Δ^2 (et des couplages) qui représente les termes introduits à chaque sommet par les règles de Feynman. Sa dépendance exacte en Δ^2 dépend donc des spins des particules B et M et des formes des couplages qui en résultent.

L'accroissement de la section efficace différentielle pour les petites valeurs de Δ^2 est dû essentiellement au voisinage du pôle $\Delta^2 = - m_e^2$; il est bien entendu que pour être plus précis il faudrait tenir compte, pour chaque réaction particulière de la dépendance de A en fonction de Δ^2.

Chaque fois que l'on veut comparer à l'expérience les distributions théoriques en Δ^2 ainsi obtenues, on se heurte à deux difficultés :

- aux faibles valeurs de Δ^2, la courbe expérimentale décroît plus vite que la courbe théorique lorsque Δ^2 augmente.

- pour les grandes valeurs de Δ^2, on n'observe pas la remontée prévue par la théorie.

Pour tenir compte de ce désaccord avec l'expérience, un ou plusieurs paramètres supplémentaires sont introduits dans la théorie par l'une des méthodes suivantes :

a) Introduction des termes dus à l'échange d'autre mésons que le π.

b) Multiplication de $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$ par un facteur de forme $f(\Delta^2)$, qui est en fait le produit des deux facteurs de forme de chacun des sommets.

Par analogie au facteur de forme électro-magnétique, il ne doit dépendre que de Δ^2 et donc être indépendant de l'énergie à laquelle la réaction a lieu.

Pratiquement, les facteurs de formes sont empiriques [9] et tentent d'apporter une correction au modèle OME, afin qu'il s'ajuste aux résultats expérimentaux.

c) Introduction de corrections dues aux autres interactions dans les états initiaux et finals. C'est le modèle de l'absorption [10, 11].

Ces modèles permettent d'une part de déterminer $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$, et d'autre part de calculer les éléments de la matrice densité des particules M et B (si elles ont un spin non nul). Le but de l'étude qui va suivre est de comparer ces prédictions des différents modèles aux résultats expérimentaux obtenus.

Nous nous limiterons au cas de la production du $\overline{K^*}(891)$ dans les réactions

$$K^- P \longrightarrow \overline{K^*}(891), \mathcal{N}$$

2 - MATRICE DENSITE D'UN SYSTEME -

Sur une base $|\varphi_n>$ d'états propres orthonormés d'un ensemble complet d'opérateurs qui commutent, on peut décomposer un état pur quelconque $|\Psi>$ de la façon suivante :

$$|\Psi> = \sum_n c_n \, |\varphi_n>$$

les coefficients c_n étant complexes, avec :

$$\sum_n |c_n|^2 = 1$$

la valeur moyenne d'un opérateur O sur cet état pur s'écrit :

$$< O > = <\Psi \, |O| \, \Psi>$$

$O_{nn'}$, étant la matrice représentative de l'opérateur O dans la base $|\varphi_n>$ choisie, la valeur moyenne de cet opérateur s'écrit :

$$< O > = \sum_{nn'} O_{nn'} \, c_n^* \, c_n$$

Si l'état Ψ n'est plus un état pur(*), mais la superposition statistique d'états purs définis par les coefficients c_n, on voit que la densité de probabilité de l'ensemble de ces coefficients $f(c_1 \ldots c_n) \, dc_1 \ldots dc_n$ nous permet encore de calculer $< O >$, pondéré par la probabilité de chaque état pur de la superposition.

$$< \bar{O} > = \int f(c_1 \ldots c_n) < O(c_1 \ldots c_n) > dc_1 \ldots dc_n$$

$$= \int f(c_1 \ldots c_n) \sum_{nn'} O_{n'n} \, c_n^* \, c_n \, dc_1 \ldots dc_n$$

On pose :

$$\rho_{nn'} = \int f(c_1 \ldots c_n) \, c_n^* \, c_n \, dc_1 \ldots dc_n$$

$$= \overline{c_n^* \, c_n}$$

ρ s'appelle matrice densité du système.

La valeur moyenne de l'opérateur O sur cet ensemble statistique s'écrit alors :

$$< \bar{O} > = \sum_{n,n'} O_{n'n} \, \rho_{nn'} = \sum_{n'} (O\rho)_{n',n'}$$

$$= \text{Trace } (O\rho)$$

Cette matrice ρ possède les propriétés suivantes :

a) Elle est hermitique :

$$\rho_{n'n} = \overline{c_n^* \, c_{n'}} = (\overline{c_{n'}^* \, c_n})^*$$

$$= \rho_{nn'}^*$$

b) Sa trace est égale à 1

$$\sum_n \rho_{nn} = \sum_n \overline{c_n^* \, c_n}$$

$$= \int f(c_1 \ldots c_n) \sum_n |c_n|^2 \, dc_1 \ldots dc_n$$

$$= \int f(c_1 \ldots c_n) \, dc_1 \ldots dc_n = 1$$

(*) N.B. Ψ est toujours développé sur la base $|\varphi_n>$.

c) Par changement du système de base par un opérateur unitaire U

$$\rho \longrightarrow U\rho U^{-1}$$

$U\rho U^{-1}$ étant la matrice densité exprimée dans le nouveau système de base.

En effet, si l'état χ correspondant à φ s'écrit :

$$|\chi> = \sum_n k_n \, |\varepsilon_n>$$

dans le système de base des $|\varepsilon_n>$, alors

$$k_n = \sum_i U_{ni} \, c_i$$

La matrice densité, dans ce nouveau système s'écrit

$$R_{nn'} = \int g(k_1 \ldots k_n) \, k^*_{n'} \, k_n \, dk_1 \ldots dk_n$$

$g(k_1 \ldots k_n)$ est la densité de probabilité des paramètres $k_1 \ldots k_n$.

En exprimant les k_n par rapport aux c_n on obtient :

$$R_{nn'} = \int g(k_1 \ldots k_n) \sum_i c^*_i \, U^*_{n'i} \sum_j U_{nj} \, c_j \, dk_1 \ldots dk_n$$

$$= \sum_{ij} U^*_{n'i} \, U_{nj} \int g(k_1 \ldots k_n) \, c^*_i \, c_j \, dk_1 \ldots dk_n$$

$$= \sum_{ij} U^*_{n'i} \, U_{nj} \, \rho_{ji}$$

puisque $g(k_1 \ldots k_n) \, dk_1 \ldots dk_n = f(c_1 \ldots c_n) \, dc_1 \ldots dc_n$

$$R_{nn'} = \sum_{ij} U_{nj} \, \rho_{ji} \, U^+_{in'} = (U\rho U^+)_{nn'} = (U\rho U^{-1})_{nn'}$$

puisque $U^+ = U^{-1}$.

d) Les éléments diagonaux $\rho_{nn'}$ de cette matrice sont les probabilités de trouver l'état de base $|\varphi_n>$ lors d'une mesure. De même $R_{nn} = (U\rho U^{-1})_{nn}$ est la probabilité de trouver l'état de base $|\varepsilon_n>$ lors d'une mesure.

3 - ETUDE DETAILLEE DE LA MATRICE DENSITE D'UN MESON VECTORIEL $M(J^P = 1^-)$ SE DESINTEGRANT PAR INTERACTION FORTE EN DEUX MESONS PSEUDO SCALAIRES ($J^P = 0^-$) a ET b -

La matrice densité du méson vectoriel produit dans la réaction $K^- P \longrightarrow M + B$ est entièrement déterminée par la dynamique de la production et ne dépend pas de la désintégration de ce méson. Cependant, nous allons montrer comment l'étude expérimentale de cette désintégration permet de connaître les éléments de la matrice densité du méson vectoriel initial.

Dans la réaction de désintégration

$$M \longrightarrow a + b$$

le moment angulaire total et la parité sont conservés.

Le moment orbital relatif des mésons a et b est donc L = 1.

La partie angulaire de la fonction d'onde du système a, b s'écrit alors dans leur système du centre de masse (qui est le système du M au repos) :

$$\Psi = a_1 Y_1^1(\theta,\varphi) + a_o Y_1^o(\theta,\varphi) + a_{-1} Y_1^{-1}(\theta,\varphi)$$

les $Y_1^m(\theta,\varphi)$ étant les harmoniques sphériques, représentant les états propres possibles du moment angulaire et de sa projection sur un axe z, jusqu'ici quelconque. Les a_i sont des coefficients complexes tels que

$$|a_1|^2 + |a_o|^2 + |a_{-1}|^2 = 1$$

La matrice densité du système a, b va alors s'écrire

$$\rho_{ij} = \overline{a_i\, a_j^*} = \rho_{ji}^*$$

Il est important de remarquer que la matrice densité du méson M et celle de l'ensemble des particules a et b sont égales. En effet, si nous avions décrit l'état du méson M à l'aide des 3 états propres de projection du spin sur l'axe Oz, le formalisme aurait été identique, à chaque état χ_1^m du spin de M, correspondant l'état Y_1^m des particules a et b par conservation du moment angulaire à la désintégration. Nous parlerons donc indifféremment de la matrice densité du méson M ou de celle du système (a, b).

La distribution angulaire $W(\theta,\varphi)$ des particules a ou b dans leur système du centre de masse s'écrit :

$$\begin{aligned} W(\theta,\varphi) = \overline{\Psi\,\Psi^*} &= \rho_{11}\, Y_1^1\, Y_1^{1*} + \rho_{00}\, Y_1^o\, Y_1^{o*} + \rho_{-1-1}\, Y_1^{-1}\, Y_1^{-1*} \\ &+ 2\,\mathrm{Re}\,(\rho_{10}\, Y_1^1\, Y_1^{o*}) \\ &+ 2\,\mathrm{Re}\,(\rho_{0-1}\, Y_1^o\, Y_1^{-1*}) \\ &+ 2\,\mathrm{Re}\,(\rho_{1-1}\, Y_1^1\, Y_1^{-1*}) \end{aligned} \qquad (1)$$

Ceci permet d'écrire complètement la distribution angulaire en fonction de θ et φ en utilisant les relations suivantes :

$$\begin{aligned} Y_1^1\, Y_1^{o*} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{3}{4\pi}\sin\theta\,\cos\theta\,(\cos\varphi + i\sin\varphi) \\ Y_1^o\, Y_1^{-1*} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{3}{4\pi}\sin\theta\,\cos\theta\,(\cos\varphi + i\sin\varphi) \\ Y_1^1\, Y_1^{-1*} &= -\frac{3}{8\pi}\sin^2\theta\,(\cos 2\varphi + i\sin 2\varphi) \end{aligned} \qquad (2)$$

On peut également exprimer cette distribution en fonction des Y_1^m en remplaçant dans (1) les produits du type $Y_{l_1}^{m_1}\, Y_{l_2}^{m_2}$ en utilisant la formule [12] :

$$Y_{l_1}^{m_1}\, Y_{l_2}^{m_2} = \sum_{|l_1-l_2|}^{|l_1+l_2|} \sqrt{\frac{(2l_1+1)\,(2l_2+1)}{4\pi(2L+1)}}\;.\;(l_1,0\,;\,l_2,0\,|\,L,\,0)\;(l_1,\,m_1\,;\,l_2,m_2\,|\,LM)\;Y_L^M \qquad (3)$$

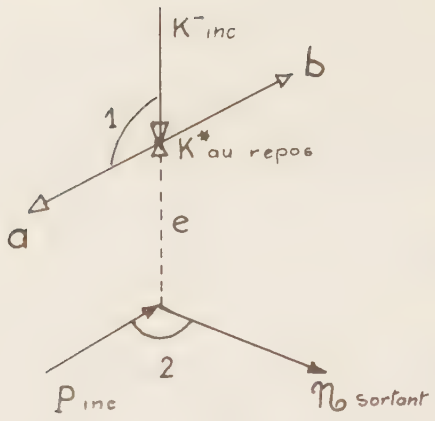
On voit que $W(\theta,\varphi)$ est entièrement déterminée par les éléments de la matrice densité du système (a, b) et que réciproquement la connaissance de $W(\theta,\varphi)$ permet de retrouver les coefficients ρ_{ij}.

La distribution angulaire que nous venons d'écrire est valable quel que soit le référentiel utilisé dans le système du centre de masse de a et b. D'autre part, la matrice densité du système a, b est la plus générale, alors que la production par interaction forte des particules a et b entraîne des restrictions que nous devons préciser.

Choix du référentiel. [13 - 14]

- Axe Oz (axe de quantification).

Nous choisissons pour axe Oz la direction de l'impulsion du K^- incident. C'est aussi la direction de l'impulsion de la particule échangée. Les états propres de projection du moment angulaire total de a et b seront donc des états propres d'hélicité de la particule échangée.



• Axe Oy.

Nous choisissons pour axe Oy la normale au plan de production.

Le référentiel ainsi défini est présenté (figure 9a). La direction de la particule a y est repérée par ses coordonnées sphériques. On remarque que l'angle φ ainsi défini est un angle de Treiman-Yang [15-16] pour la réaction $K^- P \longrightarrow \mathcal{R}$, a, b. En effet, φ est l'angle entre le plan 1 du K^- incident et de la particule a (et b) sortante, et le plan 2, plan de production.

Restrictions apportées à la matrice densité par la production par interaction forte des particules a et b.

La conservation de la parité à la production entraîne que :

a) Deux configurations des particules sortantes déduites par symétrie l'une de l'autre par rapport au plan de production doivent être également probables.

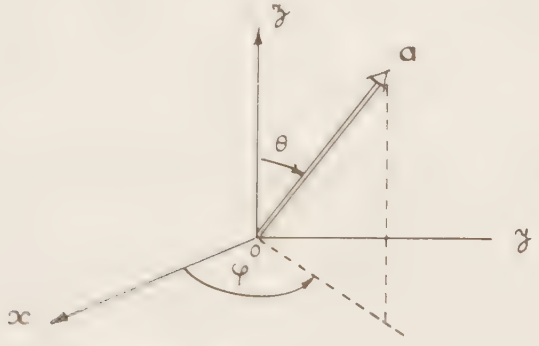
Dans le référentiel que nous venons de définir de tels états ne diffèrent que par la direction des particules a et b. A la configuration définie par (θ, φ) (figure 9a) correspond par symétrie la configuration définie par $(\theta, -\varphi)$ (figure 9b).

Nous devons donc vérifier que

$$W(\theta, \varphi) = W(\theta, -\varphi)$$

Ceci est satisfait à condition que

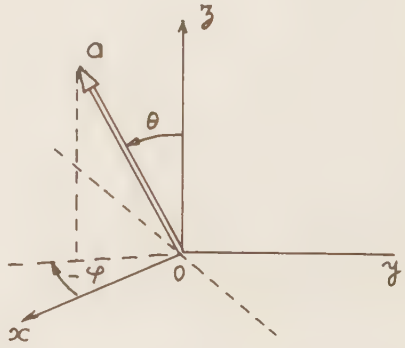
$$\begin{cases} \mathrm{Im}(\rho_{1,-1}) = 0 \\ \mathrm{Re}(i\rho_{0,-1} - i\rho_{1,0}) = 0 \end{cases}$$



Oz = Axe porté par la particule incidente

Oy = Normale au plan de production

a



b

Figure 9 - a) Système de référence utilisé pour l'analyse des corrélations angulaires ; b) Coordonnées sphériques de a après réflexion par rapport au plan xOz.

c'est-à-dire

$$\begin{cases} \rho_{1,-1} \text{ Réel} \\ \mathrm{Im}\rho_{0,-1} = \mathrm{Im}\rho_{1,0} \end{cases} \tag{4}$$

ainsi qu'on peut le déduire aisément des formules (1) et (2).

β) La projection du moment angulaire total du système (a, b) doit être en moyenne nulle sur les axes Ox et Oz.

Ceci s'écrit :

$$\begin{cases} \mathrm{Trace}\ (\rho\ S_x) = 0 \\ \mathrm{Trace}\ (\rho\ S_z) = 0 \end{cases}$$

Avec

$$S_x = \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \text{et} \qquad S_z = \hbar \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

On a les deux conditions

$$\begin{cases} 2\mathrm{Re}\rho_{10} + 2\mathrm{Re}\rho_{0-1} = 0 \\ \rho_{11} - \rho_{-1-1} = 0 \end{cases}$$

soit

$$\begin{cases} \mathrm{Re}\rho_{10} = -\mathrm{Re}\rho_{0-1} \\ \rho_{11} = \rho_{-1-1} \end{cases} \tag{5}$$

La première condition (5) et la deuxième condition (4) entraînent que

$$\rho_{0-1} = -\rho_{10}^*$$

L'ensemble des conditions imposées par la conservation de la parité à la production s'écrit donc :

$$\begin{cases} \rho_{0-1} = -\rho_{10}^* \\ \rho_{1-1} \text{ réel} \\ \rho_{11} = \rho_{-1-1} \end{cases} \tag{6}$$

la forme de la matrice densité est alors :

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{10} & \rho_{1-1} \\ \rho_{10}^* & \rho_{00} & -\rho_{10}^* \\ \rho_{1-1} & -\rho_{10} & \rho_{11} \end{pmatrix}$$

avec les conditions que les termes diagonaux sont réels et que la trace est égale à 1 (normalisation de la probabilité).

Les trois éléments qui suffisent à définir complètement cette matrice sont donc ρ_{00}, ρ_{1-1} et ρ_{10} ce dernier étant complexe.

Nous pouvons maintenant réécrire la distribution angulaire (1) :

$$W(\theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \left(\rho_{11} \sin^2\theta + \rho_{00} \cos^2\theta - \rho_{1-1} \sin^2\theta \cos 2\varphi - \sqrt{2}\ \mathrm{Re}\ \rho_{10} \sin 2\theta \cos\varphi \right) \tag{7}$$

En fonction des harmoniques sphériques, cette distribution s'écrit aussi :

$$W(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left(Y_0^0 + \frac{3\rho_{00} - 1}{\sqrt{5}} Y_2^0 - \rho_{1-1} \frac{12}{\sqrt{30}} \mathrm{Re}\ Y_2^2 + \mathrm{Re}\ \rho_{10} \frac{12}{\sqrt{15}} \mathrm{Re}\ Y_2^1 \right) \tag{8}$$

La forme (8) est de la forme utilisée pour le calcul des éléments de matrice ρ_{ij} en utilisant la méthode dont les grandes lignes sont les suivantes :

Toute distribution angulaire $W(\theta, \varphi)$ se développe linéairement en harmoniques sphériques :

$$W(\theta, \varphi) = \sum_{l,m} a_{l,m} \, Y_l^m(\theta, \varphi)$$

En utilisant les propriétés d'orthonormalité des $Y_l^m(\theta, \varphi)$ on peut écrire :

$$a_{l,m} = \int \int W(\theta, \varphi) \, Y_l^m(\theta, \varphi) \, d\Omega$$

la meilleure estimation de cette intégrale pour un lot de N événements est :

$$a_{l,m} = \frac{\sum_{i=1}^{N} Y_l^m(\theta_i, \varphi_i)}{N} = \langle Y_l^m \rangle$$

Quelques détails supplémentaires sont donnés en annexe 1.

Nous appelons $\langle Y_l^m \rangle$ le moment de Y_l^m. Ce calcul, appliqué aux ρ_{ij} donne le résultat suivant:

$$\begin{cases} \rho_{00} = \dfrac{1 + \sqrt{20\pi} \, \langle Y_2^0 \rangle}{3} \\ \rho_{1-1} = -\dfrac{\sqrt{120\pi}}{6} \langle \mathrm{Re} \, Y_2^2 \rangle \\ \mathrm{Re} \, \rho_{10} = \dfrac{\sqrt{60\pi}}{6} \langle \mathrm{Re} \, Y_2^1 \rangle \end{cases} \qquad (9)$$

On voit sur les relations (9) l'intérêt du référentiel choisi : il fait correspondre à chaque ρ_{ij} non nul un et un seul moment.

L'étude expérimentale portera donc sur la mesure de $\langle Y_2^0 \rangle$, $\langle \mathrm{Re} Y_2^2 \rangle$ et $\langle \mathrm{Re} Y_2^1 \rangle$ qui doivent être les seuls moments non nuls.

Il est important de voir ce qui pourrait rendre d'autres moments différents de 0 :

● La conservation du moment angulaire à la désintégration fait que nous n'avons considéré que L = 1 comme moment angulaire permis entre a et b.

La forme (8) ne présente donc que des termes en Y_L^M avec L = 0 ou 2, tout terme avec L différent disparaissant lors du calcul fait en utilisant la formule (3) à cause du coefficient de Clebsch Gordan $(l_1, 0 \; ; \; l_2, 0 \mid L, 0)$ qui est nul si $l_1 + l_2$ est impair [12].

Toute valeur moyenne de Y_L^M avec $L \neq 0$ ou 2 devrait donc être nulle pour la distribution expérimentale étudiée.

Cependant, s'il existe un fond a, b non résonnant et dont le moment angulaire peut être différent de 1, alors des $\langle Y_L^M \rangle$ "illégaux" peuvent être non nuls. Ceci devra toujours être vérifié lors d'une étude des éléments de matrice densité.

● La conservation de la parité à la production entraîne que Im Y_2^1 et Im Y_2^2 doivent être nuls en moyenne pour la distribution expérimentale étudiée. Ceci vient de ce que les coefficients de Im Y_2^1 et Im Y_2^2 s'annulent lorsqu'on applique les conditions (6) imposées par la conservation de la parité à la production.

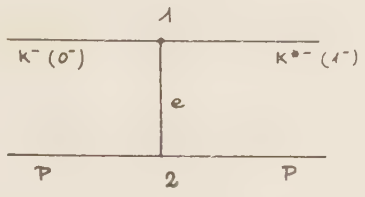
En appliquant ces remarques au cas de la réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K}^* \mathcal{N} (\overline{K}^* \longrightarrow \overline{K} \pi)$ on voit que des Y_l^m "illégaux" peuvent apparaître si :

- La réaction observée n'est pas $K^- P \longrightarrow \overline{K}^* \mathcal{N}$ mais par exemple $\overline{K}^- P \longrightarrow \overline{K} \mathcal{N}^*$ ou $K^- P \longrightarrow \overline{K} \pi \mathcal{N}$.

- Les événements dont on dispose ont un biais c'est-à-dire qu'il manque des événements $K^- P \longrightarrow \overline{K}^* \mathcal{N}$ ayant une configuration cinématique les rendant difficiles à observer ou produisant une ambiguité qui ne peut pas être levée entre plusieurs hypothèses.

4 - PREDICTIONS DU MODELE OME SUR LA REACTION $K^- P \longrightarrow \overline{K^*}\pi$ -

La conservation de la parité au sommet 1 permet les nombres quantiques J^P suivants pour la particule e : 0^-, 1^+, 1^-, 2^+, 2^- etc.

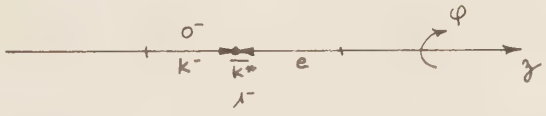


Les interactions "périphériques" sont dues à des forces à grande portée associées à des particules légères. Or la liste des particules existantes légères (masse inférieure à 1 GeV/c^2), ne contient ni méson 1^+, ni méson $J \geqslant 2$. Nous nous limiterons donc aux échanges de mésons pseudo-scalaires et vectoriels.

a) Matrice densité du $\overline{K^*}$.

Dans ces deux cas des prédictions très simples peuvent être faites sur la matrice densité définie au paragraphe précédent.

Dans le système du $\overline{K^*}$ au repos, les particules e et K^- qui interagissent pour le former, ont leurs impulsions alignées selon l'axe Oz



la fonction d'onde orbitale du système (K^-, e) admet une symétrie de révolution autour de Oz, ce système étant invariant par rotation autour de cet axe. Cette fonction d'onde est donc indépendante de φ. L'opérateur de projection du moment orbital sur Oz $\left(\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)$ a donc les valeurs propres m_z telles que :

$$\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial\varphi}(\Psi) = m_z \Psi = 0$$

soit

$$m_z = 0$$

Toute valeur non nulle de la projection du spin du $\overline{K^*}$ sur Oz ne peut donc provenir que de la projection du spin de e sur cet axe.

α) Echange d'un méson pseudo-scalaire ($J^P = 0^-$). Le moment angulaire total (le spin du $\overline{K^*}$) étant 1, le système $\overline{K}$, e doit être dans une onde P.

Cette onde ayant une composante 0 sur Oz, ainsi que nous venons de le voir, le système total est dans un état $J = 1$, $J_z = 0$. Cet état est aussi celui du $\overline{K^*}$ et donc du système $\overline{K}\pi$ de désintégration, dont la partie angulaire de la fonction d'onde s'écrit :

$$\Psi = a\, Y_1^0$$

Le terme ρ_{00} de la matrice densité est alors égal à 1 et la matrice densité s'écrit :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

β) Echange d'un méson vectoriel $J^P = 1^-$. Le système ($\overline{K}$, e) ne peut être que dans une onde P, les ondes S et D étant interdites par conservation de la parité.

Montrons que le système ($\bar{K}$, e) ne peut pas être dans un état $J = 1$, $J_z = 0$.

En effet, un tel état proviendrait de la combinaison de l'état de spin $s = 1$, $s_z = 0$ de la particule échangée et de l'état $l = 1$, $m_z = 0$ de l'onde dans laquelle est le système ($\bar{K}$, e). Or le coefficient de Clebsch-Gordan d'une telle combinaison est nul. Seuls sont donc peuplés les états du système total $J = 1$, $J_z = \pm 1$.

C'est aussi l'état du $\overline{K^*}$ et donc du système $\bar{K}\pi$ de désintégration, dont la partie angulaire de la fonction d'onde s'écrit :

$$\Psi = a_1 Y_1^1 + a_{-1} Y_1^{-1}$$

On aboutit à la matrice densité :

$$\begin{pmatrix} 1/2 & 0 & \rho_{1-1} \\ 0 & 0 & 0 \\ \rho_{1-1} & 0 & 1/2 \end{pmatrix}$$

On constate que dans ces deux cas, le terme $\mathrm{Re}\rho_{10}$ de la matrice densité est nul.

b) Sections efficaces de production.

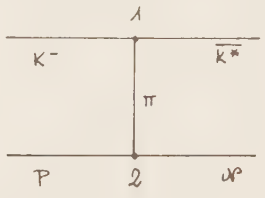
Nous nous restreignons toujours au cas où les particules échangées sont pseudo-scalaires ou vectorielles. Les calculs que nous présentons ont été exposés en détail dans la référence [9].

α) Echange de méson pseudo-scalaire (π).

- Au sommet 1, un seul couplage $g_{K\pi\bar{K}^*}$ intervient. Il est lié à la largeur de désintégration Γ du K^* par :

$$\Gamma_{K^* \to K\pi} = \frac{2}{3} \frac{G^2_{K\pi\bar{K}^*}}{4\pi} \frac{p^3}{m^2_{K^*}}$$

p est l'impulsion commune du $\bar{K}$ et du π dans le système où le $\overline{K^*}$ est au repos.



Si ce couplage est calculé pour la largeur totale du $\overline{K^*}$, il convient de le multiplier par le carré du coefficient de Clebsch-Gordan correspondant à l'état de charge observé.

- Au sommet 2, il n'y a également qu'un seul couplage $g_{p\pi\mathcal{N}}$. Ce couplage est fourni par l'étude de l'interaction π-$\mathcal{N}$.

Si θ et φ sont les angles du $\bar{K}$ de désintégration du $\overline{K^*}$ définis figure 9, la section efficace s'écrit [9] :

$$\frac{d\sigma}{dt\, d\Omega} = \frac{\pi}{sq^2} \frac{g^2_{p\pi\mathcal{N}}}{4\pi} \frac{g^2_{K\pi\bar{K}^*}}{4\pi} (P_{K_{inc}})^2_{\bar{K}^*} \frac{t}{|m_\pi^2 - t|^2} \frac{3}{4\pi} \cos^2\theta$$

$t = -\Delta^2$ = carré du quadrivecteur impulsion transférée.

Ω = angle solide de désintégration (système de la figure 9a).

s = carré de l'énergie totale dans le centre de masse.

q = impulsion initiale dans le centre de masse.

$(P_{K_{inc}})_{\bar{K}^*}$ = impulsion du $\bar{K}$ incident dans le système du $\overline{K^*}$ au repos.

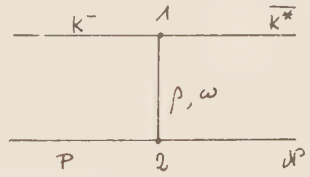
Il est sous-entendu qu'il faudrait remplacer chaque couplage g par gF(t), F(t) étant un facteur de forme, au cas où l'on voudrait effectuer les calculs dans le modèle OME avec facteurs de forme. On remarque que $\frac{d\sigma}{dt\ d\Omega}$ est indépendant de φ et dépend de ϑ par $\cos^2\theta$, comme nous l'avons vu en (a, α). En effet, $\rho_{00} = 1$ et tous les autres ρ_{ij} nuls entraînent que $W(\theta, \varphi)$ s'écrit :

$$W(\theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \cos^2 \theta$$

β) Echange de méson vectoriel (ρ, ω).

- Au sommet 1, un seul couplage, $g_{K\rho\bar{K}^*}$ ou $g_{K\omega\bar{K}^*}$, intervient. Il n'est pas connu expérimentalement, et il sera un paramètre du problème.

- Au sommet 2, deux types de couplages sont possibles : un couplage vectoriel $G^V_{P\rho\bar{P}}$ ou $G^V_{P\omega\bar{P}}$ et un couplage tenseur $G^T_{P\rho\bar{P}}$ ou $G^T_{P\omega\bar{P}}$. Ces couplages ne sont pas connus et sont donc des paramètres du problème.



En utilisant la même définition des variables qu'au paragraphe α), la section efficace s'écrit [9] :

$$\frac{d\sigma}{dt\ d\Omega} = \frac{3}{64\pi sq^2} \frac{g^2}{4\pi} \frac{1}{m^2_{\bar{K}^*}} \left| \frac{1}{m^2_\rho - t} \right|^2 \sin^2\theta \times \left[(G^V + G^T)^2\ m^2_{\bar{K}^*} (P_{K_{inc}})^2_{\bar{K}^*}\ t \right.$$

$$\left. + 4sq^2 q'^2 \sin^2\vartheta^* \left(G^{V2} - G^{T2} \frac{t}{4m^2_{\mathcal{N}}} \right) \sin^2\varphi \right]$$

m_ρ est la masse du méson vectoriel échangé.

q' est l'impulsion finale dans le système du centre de masse.

θ^* est l'angle de production dans le système du centre de masse.

$m_{\mathcal{N}}$ est la masse du nucléon.

γ) Echange de méson pseudo-scalaire et de méson vectoriel.

On peut montrer [9] que l'échange de méson pseudo-scalaire et l'échange de méson vecteur s'ajoutent de façon incohérente à condition de sommer sur les états de spin du nucléon sortant.

La section efficace (ou la matrice densité du $\overline{K^*}$) est donc la somme des sections efficaces (ou des matrices densités) dues à chacun des échanges.

L'ajustement des couplages inconnus se fait sur la section efficace totale de production. Le travail de programmation se rapportant à ce modèle a été fait pour le calculateur IBM 7 094.

5 - PREDICTIONS DU MODELE DE L'ABSORPTION -

Ce modèle tente de substituer aux facteurs de forme essentiellement empiriques une nouvelle modification aux éléments de matrice d'interaction qui aboutisse comme les premiers à une réduction de la largeur des pics de diffraction, mais en donnant à cette modification une justification physique.

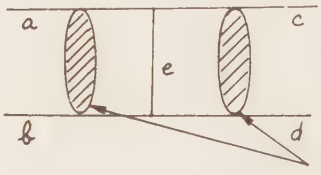
L'idée qui a donnée naissance à ce modèle est que les interactions "quasi-deux-corps" représentent la partie périphérique (grand paramètre d'impact, grand moment angulaire) des interactions inélastiques.

Une telle suppression des faibles moments angulaires peut être introduite brutalement en négligeant la contribution des états de moment angulaire total J tels que $J < J_0$, J_0 étant déterminé par ajustement aux résultats expérimentaux. Ce sont les modèles proposés par SOPKOVICH [17],

puis par DAR et al. [18]. Une autre manière d'amener cette suppression des faibles moments angulaires est celle proposée par GOTTFRIED et JACKSON [10] qui consiste à supposer qu'il existe une diffusion élastique entre les particules a et b et entre les particules c et d. Les plus récents développements de ce modèle sont décrits dans les références [13] et [19]. Ce modèle utilise le formalisme d'hélicité [20, 21]. Si on appelle λ_a λ_b λ_c λ_d les hélicités des particules, B_J la matrice d'interaction calculée par les règles de Feynman dans l'état de moment angulaire total J, T_J matrice d'interaction dans ce modèle s'écrit :

$$< \lambda_c \ \lambda_d \mid T_J \mid \lambda_a \ \lambda_b > = e^{i\delta_{cd}(J)} < \lambda_c \ \lambda_d \mid B_J \mid \lambda_a \ \lambda_b > e^{i\delta_{ab}(J)}$$

δ_{ab} et δ_{cd} étant les déphasages de l'onde J dans la collision élastique a + b $\longrightarrow$ a + b et c + d $\longrightarrow$ c + d.



diffusions élastiques

Le modèle de l'absorption fait l'hypothèse que ces déphasages élastiques sont purement imaginaires et produisent donc une "absorption" d'un facteur $e^{-[Im\delta_{cd}(J)+Im\delta_{ab}(J)]}$ dans l'onde J.

En particulier, on suppose que la section efficace différentielle élastique passe par le "point optique", et qu'elle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sigma_{tot.}^2}{16\pi} \ e^{-At} \tag{1}$$

le paramètre A résultant de la mesure de la pente de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$. Dans ce cas, les déphasages δ_j sont imaginaires et s'écrivent :

$$e^{2i\delta_j} = 1 - C \ e^{-\gamma q^2} \tag{2}$$

avec

$$C = \frac{\sigma_{tot.}}{4\pi A} \tag{3}$$

$$\gamma = \frac{1}{2q^2 A} \tag{4}$$

q étant l'impulsion commune des deux particules incidentes dans leur système du centre de masse.

Il faut noter que des expériences récentes semblent montrer que la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique à faible t n'est pas négligeable. Le calcul de l'effet que cela peut avoir sur le modèle est en cours [19].

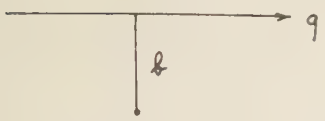
Dans une réaction a + b $\longrightarrow$ c + d, les paramètres C_1 et γ_1 correspondant à la diffusion élastique a + b $\longrightarrow$ a + b peuvent être déterminés complètement par la mesure de la section efficace différentielle élastique. Il n'en reste pas moins qu'il faut faire l'hypothèse que les déphasages sont purement imaginaires. En ce qui concerne les paramètres C_2 et γ_2 liés à la réaction c + d $\longrightarrow$ c + d, ils sont en général inconnus. Il a été montré [13] que les résultats ne dépendent pas d'une façon critique de leur valeur. Le choix habituellement fait est

$$\begin{cases} C_2 = 1 \\ \gamma_2 = \frac{3}{4} \ \gamma_1 \end{cases}$$

$C_2 = 1$ entraîne (formule (2)) que l'onde S est totalement absorbée.

$\gamma_2 = \frac{3}{4} \gamma_1$ revient à supposer que la portée de l'interaction est plus grande dans l'état final que dans l'état initial.

En effet, dans l'image du paramètre d'impact b,



Centre diffuseur

$$J = b \cdot q$$

et la formule (2) s'écrit :

$$e^{2i\delta_j} = 1 - C\ e^{-\gamma q^2 b^2}$$

$$= 1 - C\ e^{-\frac{b^2}{2A}} \qquad (2')$$

On voit que $\sqrt{A}$ est proportionnel à la portée de l'interaction, la formule (2') traduisant une dépendance gaussienne de l'amplitude de diffusion en fonction de la portée.

Il convient d'insister sur le fait que ce choix pour C_2 et γ_2 est arbitraire et n'a de sens que si les résultats n'en dépendent pas d'une façon critique.

Le travail de programmation se rapportant à ce modèle a été fait au CERN par R. KEYSER et adapté au calculateur IBM 7 094 de Saclay.

CHAPITRE III

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA RÉACTION $K^-P \longrightarrow K^{*-}P$

Le K^{*-} peut se désintégrer soit en $\overline{K^0}\pi^-$ soit en $K^-\pi^0$. Dans ce dernier cas, on a affaire à des événements "deux branches". Ceux-ci n'ont pas été retenus, car il est souvent difficile de distinguer entre $K^-\pi^0P$ et $\overline{K^0}\pi^-P$ sur la base de l'ajustement cinématique (une contrainte) ou par des mesures d'ionisation, la particule négative étant souvent énergique dans le laboratoire. Nous nous sommes donc limités aux événements ou le K^{*-} se désintègre en $\overline{K^0}\pi^-$, le $\overline{K^0}$ se désintégrant dans la chambre. On peut alors reconstituer complètement la réaction et bénéficier dans l'ajustement cinématique de quatre contraintes.

L'analyse qui va suivre porte sur les 864 événements de ce type disponibles dans les laboratoires qui collaboraient à cette expérience.

1 - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DE K^{*-} -

La figure 10 présente le diagramme de Dalitz de la réaction $K^-P \longrightarrow \overline{K^0}\pi^-P$.

La figure 11 présente la distribution des masses équivalentes du système $\overline{K^0}\pi^-$ dans l'état final $\overline{K^0}\pi^-P$. La courbe pointillée est une distribution d'espace de phase normalisée au nombre total d'événements. Nous attribuons l'accumulation observée aux environs de 0,9 GeV/c² à la présence du K^{*-} (E = 0,891 GeV/c² ; Γ = 0,050 GeV/c²) [22].

L'analyse des taux de production, de la position et de la largeur du $\overline{K^*}$ a été effectuée à l'aide du programme décrit en annexe 1.

Le principe de ce programme est de maximiser une fonction de vraisemblance calculée sur le lot d'événements disponible, et dans laquelle les taux de production de chacune des voies ouvertes (sections efficaces partielles divisées par la section efficace totale) entrent comme paramètres inconnus.

L'état final $P\pi^-\overline{K^0}$, est essentiellement alimenté par les réactions suivantes :

$$K^-P \longrightarrow K^{*-}\ (0,891)\ P \qquad (1)$$
$$\longrightarrow K^{*-}\ (1,400)\ P \qquad (2)$$
$$\longrightarrow N^{*0}\ (1,238)\ \overline{K^0} \qquad (3)$$
$$\longrightarrow N^{*0}\ (1,512)\ \overline{K^0} \qquad (4)$$
$$\longrightarrow N^{*0}\ (1,688)\ \overline{K^0} \qquad (5)$$
$$\longrightarrow P\pi^-\overline{K^0}\ \text{non résonnant} \qquad (6)$$

La distribution des masses équivalentes $\overline{K^0}P$ ne fait pas apparaître de pics correspondant à des hypérons excités (Y^*). Il en est de même, lorsque les événements associés au $\overline{K^*}(0,891)$ sont exclus. Nous avons donc négligé les réactions possibles

$$K^-P \longrightarrow \pi^- Y^{*+}$$
$$\qquad\qquad\quad \hookrightarrow \overline{K^0}P$$

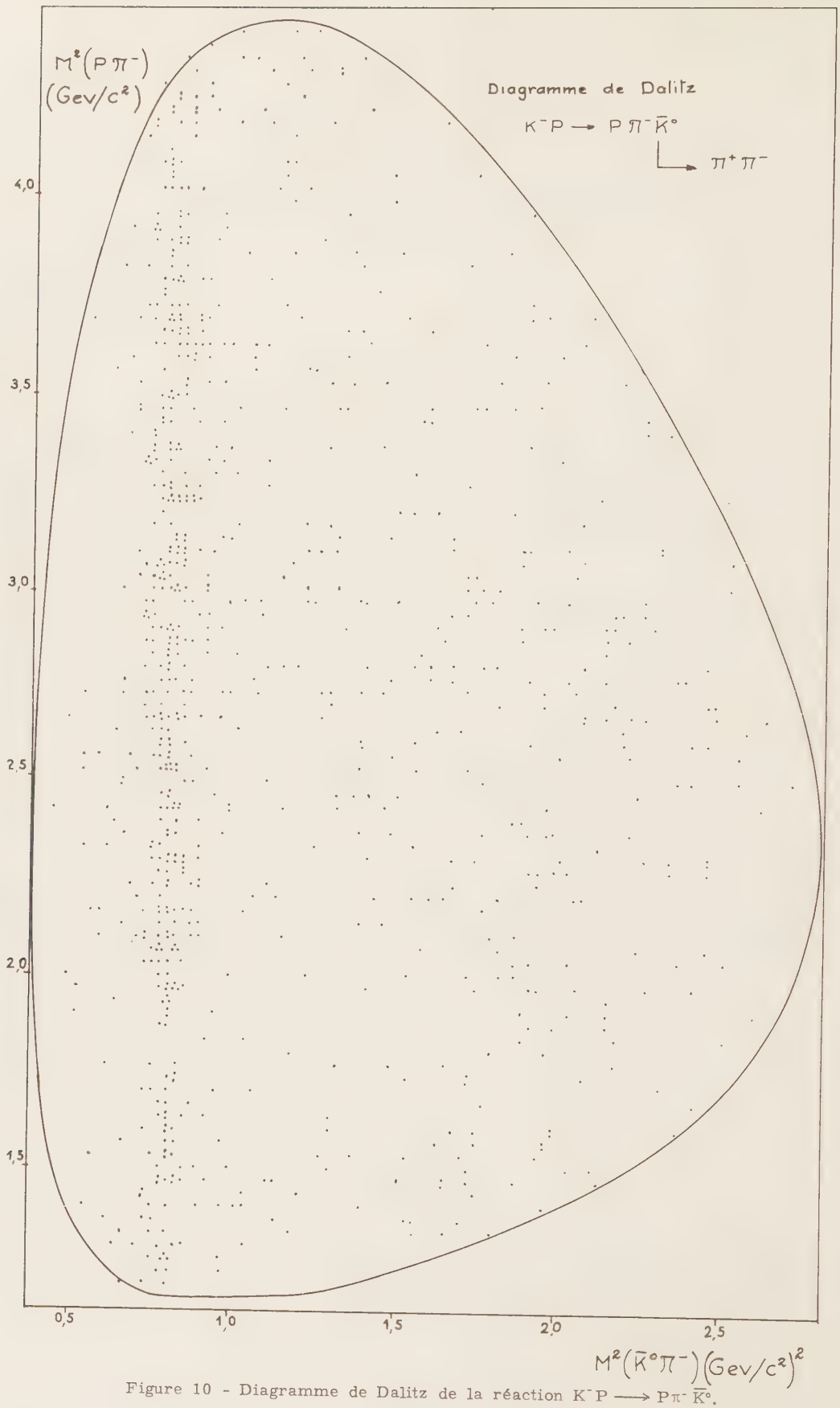


Figure 10 - Diagramme de Dalitz de la réaction $K^-P \longrightarrow P\pi^-\bar{K}^\circ$.

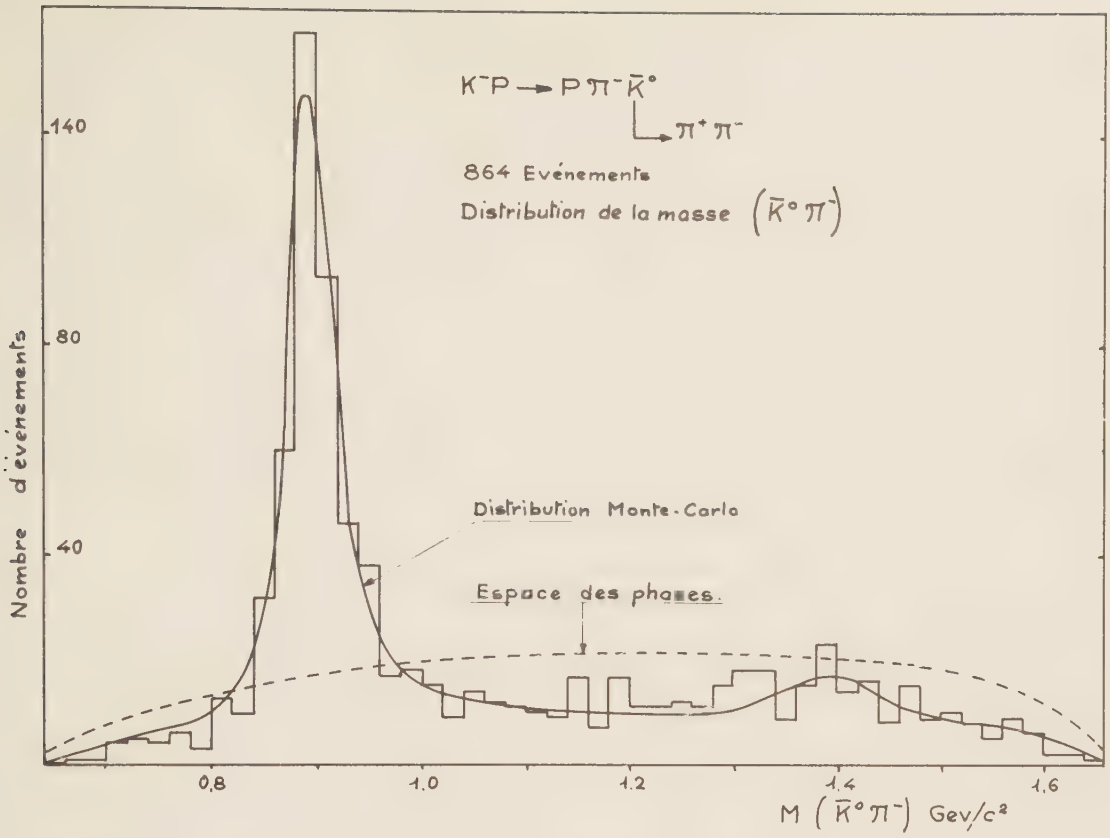


Figure 11 - Masse équivalente du système $(\overline{K}^{\circ}\pi^{-})$ dans la réaction $K^{-}P \longrightarrow P\pi^{-}\overline{K}^{\circ}$.
La courbe en tirets est la courbe d'espace des phases.
La courbe en trait plein est obtenue par génération d'événements par la méthode de Monte Carlo, pondérés par les taux de production de chacune des voies physiques.

Rappelons que le $K^{*}(1\,400)$, qui sera discuté plus loin, a été récemment mis en évidence [23], [24], [25], et est observé dans cette expérience.

Nous avons supposé que les particules produites dans la réaction (5) n'avaient pas d'interaction dans l'état final et que leur production était régie par le modèle d'espace des phases. Enfin, les distributions angulaires de désintégration des différentes résonances ont été supposées isotropes dans le centre de masse de la résonance, pour une raison de simplicité du calcul de la fonction de vraisemblance.

Les résultats sont les suivants :

Réaction	Taux	Erreur
(1)	51 %	3 %
(2)	7 %	2 %
(3)	7 %	3 %
(4)	0 %	3 %
(5)	7 %	2 %

$M(K^{*}_{0,891}) = 0,895 \pm 0,002$ GeV/c²

Γ (") $= 0,044 \pm 0,004$ GeV/c²

La section efficace de la réaction $K^{-}P \longrightarrow P\pi^{-}\overline{K}^{\circ}$ étant [6] $1,098 \pm 0,052$ mb, et le taux d la réaction (1) 51 ± 3 %, on obtient

$$\sigma(K^{-}P \longrightarrow K^{*-}P) = 0,56 \pm 0,03 \text{ mb}$$
$$\hookrightarrow \overline{K}^{\circ}\pi^{-}$$

Ce mode de désintégration ($K^{*-} \longrightarrow \overline{K}^{\circ} \pi^{-}$) ne représentant que les 2/3 des désintégrations possibles du K^{*-}, la section efficace totale $K^{-}P \longrightarrow K^{*-}P$ est alors :

$$\boxed{\sigma(K^{-}P \longrightarrow K^{*-}P) = 0,84 \pm 0,045 \text{ mb}}$$

Notons que la valeur de la masse attribuée au $\overline{K^{*}_{0,981}}$ après ajustement est supérieure de 4 MeV/c^2 à la valeur habituellement admise, cette différence représentant deux erreurs. Cet effet bien que faible provient d'un excès d'événements vers les hautes masses (entre 0,900 et 1,000 GeV/c^2) et se reproduit dans les masses ($\bar{K}\pi$) des événements "deux branches", c'est-à-dire :

$M(K^{-}\pi^{+})$	dans	$K^{-}\pi^{+}N$	
$M(K^{-}\pi^{\circ})$	dans	$K^{-}\pi^{\circ}P$	
$M(\overline{K^{\circ}}\pi^{-})$	dans	$\overline{K^{\circ}}\pi^{-}P$	($\bar{K}^{\circ}$ non vu).

Nous devons maintenant évaluer le fond d'événements non résonnants dans un intervalle de masse $\bar{K}\pi$ donné, afin de connaître la contamination en vue des analyses ultérieures.

Soient

- M_o et Γ les paramètres d'une résonance,
- N le nombre total d'événements résonnants,
- α_1 (α_2) la surface comprise entre $M_o - A_1$ (A_2) et $M_o + A_1$ (A_2) dans une courbe de Breit-Wigner centrée en M_o et de largeur Γ, normalisée à l'unité.
- N_1 (N_2) le nombre d'événements mesurés sur l'histogramme entre $M_o - A_1$ (A_2) et $M_o + A_1$ (A_2),
- F le fond non résonnant entre $M_o - A_1$ et $M_o + A_1$.

En supposant que le fond varie linéairement sous la résonance, on a :

$$\begin{cases} N_1 = \alpha_1 N + F \\ N_2 = \alpha_2 N + \dfrac{A_2}{A_1} F \end{cases}$$

les variables indépendantes du problème sont

$$\begin{cases} a = N_1 \\ b = N_2 - N_1 \end{cases}, \qquad \text{d'où}$$

$$\begin{cases} N = \dfrac{(A_2 - A_1)a - A_1 b}{\alpha_1 (A_2 - A_1) - A_1 (\alpha_2 - \alpha_1)} \\ F = a - \alpha_1 N \end{cases}$$

Une manière pratique d'utiliser ces équations est de prendre $A_1 = \dfrac{\Gamma}{2}$, $A_2 = \Gamma$. Dans ce cas les équations se simplifient et on obtient :

$$\begin{cases} N = \dfrac{a - b}{2\alpha_1 - \alpha_2} \\ F = \dfrac{\alpha_1 b - (\alpha_2 - \alpha_1)a}{2\alpha_1 - \alpha_2} = a - \alpha_1 N \end{cases}$$

et les erreurs sont alors :

$$dN = \frac{1}{2\alpha_1 - \alpha_2} \sqrt{(da)^2 + (db)^2}$$

$$dF = \frac{1}{2\alpha_1 - \alpha_2} \sqrt{(\alpha_1\, db)^2 + [(\alpha_2 - \alpha_1)da]^2}$$

Dans notre cas particulier, si on suppose que la distribution de masse $(\overline{K}\pi)$ suit une courbe de Breit-Wigner de la forme :

$$\frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(\Gamma/2)^2 + (M - M_o)^2} \text{ , alors}$$

$$\int_{M_o-\Gamma}^{M_o+\Gamma} \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(\Gamma/2)^2 + (M - M_o)^2} dM = 0,705$$

$$\int_{M_o-\Gamma/2}^{M_o+\Gamma/2} \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(\Gamma/2)^2 + (M - M_o)^2} dM = 0,500$$

Entre 0,865 et 0,915 GeV/c^2, nous avons $N_1 = 257$ événements.

Entre 0,840 et 0,940 GeV/c^2, nous avons $N_2 = 370$ événements.

Nous obtenons :

$$N = 488 \pm 65 \qquad \text{soit} \qquad 56 \pm 7 \text{ \% de } \overline{K^*}$$

$$F = 13 \begin{matrix} +21 \\ -13 \end{matrix}$$

On doit remarquer que ce pourcentage (56 ± 7 %) est en bon accord avec celui obtenu par la méthode du maximum de vraisemblance (51 ± 3 %). A ce propos, il faut remarquer que l'erreur donnée par la méthode du maximum de vraisemblance est plus petite que celle donnée par la méthode directe.

La tendance de la méthode du maximum de vraisemblance à donner de très faibles erreurs est d'autant plus sensible que les pourcentages obtenus sont plus faibles. Cet effet est dû au trop petit nombre d'événements qui servent à mesurer les faibles pourcentages.

Les résultats obtenus plus haut signifient qu'entre les valeurs de $M(\overline{K}\pi)$ entre 0,840 et 0,940 nous avons un lot de 370 événements composé de 344 K^{*-} et de 26 événements de fond, soit une contamination de 8 %, alors qu'elle n'est plus que 5 % entre 0,865 et 0,915.

2 - CARACTERE PERIPHERIQUE DE LA REACTION -

La figure 12 présente la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour la réaction $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$. On constate que 61 % des événements sont tels que :

$$0,8 \leqslant \cos \theta^*_{\overline{K^*}} < 1$$

$\theta^*_{\overline{K^*}}$ étant l'angle de production du $\overline{K^*}$ dans le centre de masse général de la réaction, par rapport au K^- incident.

Cette importante concentration d'événements vers l'avant suggère un mécanisme "périphérique" d'échange de mésons. L'accord entre les résultats expérimentaux et les prédictions des modèles décrits en II justifiera cette hypothèse.

3 - CALCUL DES ELEMENTS DE LA MATRICE DENSITE -

Ces éléments peuvent à l'exception de $Im\rho_{10}$ être déterminés à partir des valeurs expérimentales des moments $< Y_l^m >$, ainsi que nous l'avons montré en II,3 formule (9).

Le programme qui calcule ces moments et leurs erreurs est décrit dans l'annexe 1. Les éléments de la matrice densité qui s'en déduisent sont présentés sur le tableau I. Diverses sélections de masse invariante et d'angle de production du système $\overline{K}\pi$ ont été envisagées afin d'étudier l'évolution des ρ_{ij} en fonction de ces coupures.

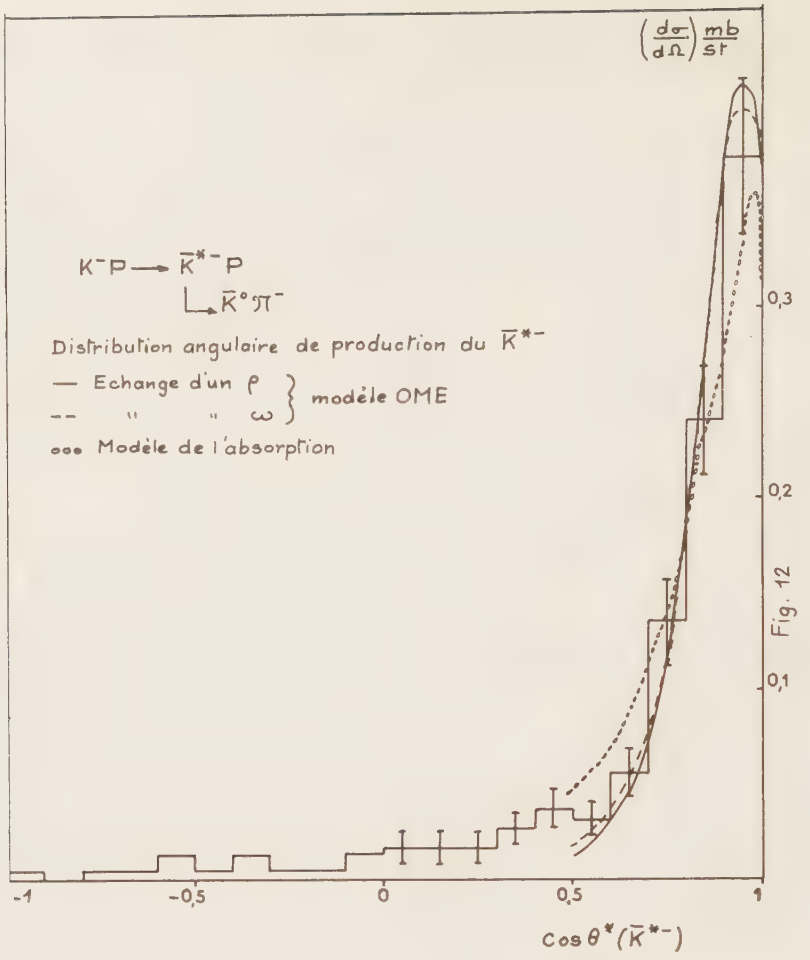


Figure 12 - Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de la réaction $K^-P \longrightarrow K^{*-}P$.
Pour les points entre $-1 \leqslant \cos\theta^*_{\bar{K}^*} \leqslant 0$, les erreurs, non significatives, ne sont pas figurées.
La courbe en trait plein (–) est obtenue en supposant l'échange d'un ρ. La courbe en tirets (---) est obtenue en supposant l'échange d'un ω. Ces deux courbes résultent d'un modèle OME avec facteur de forme. (Voir texte).
La courbe (oooo) résulte du modèle périphérique avec absorption.

Influence du fond non résonnant.

Nous avons au chapitre II que dans la désintégration d'une particule de spin 1 en deux particules de spin 0, la conservation du moment angulaire à la désintégration et de la parité à la production, imposait les conditions :

$$< Y_1^M > = 0$$

$$< Y_3^M > = 0$$

$$< Y_4^M > = 0 \text{ , quelque soit M, et :}$$

$$< \mathrm{Im} Y_2^1 > = 0$$

$$< \mathrm{Im} Y_2^2 > = 0$$

Ces quantités sont appelées moments illégaux, par opposition à $< Y_2^0 >$, $< \mathrm{Re}\ Y_2^1 >$, $< \mathrm{Re}\ Y_2^2 >$ qui en (II, 3) formule (9) servent à définir ρ_{ij} et que l'on appelle moments "légaux".

Si le fond d'événements non résonnants est négligeable, ces moments illégaux doivent rester compatibles avec 0. On trouvera au tableau I la probabilité qu'il en soit ainsi.

Tableau I

Réaction $K^- P \longrightarrow P\pi^- \overline{K^0}$

Intervalle de Masse ($\overline{K}\pi$)	Intervalle de Cos Production	Nbre d' Evts.	Matrice densité			Probabilité d'être = 0			
			ρ_{00}	ρ_{1-1}	$Re\rho_{10}$	$\langle ImY_2 \rangle$	$\langle Y_1 \rangle$	$\langle Y_3 \rangle$	$\langle Y_4 \rangle$
0,840 0,940	-1 +1	370	0,21 ± 0,04	0,29 ± 0,03	-0,00 ± 0,02	0,82	0,02	0,95	0,80
0,865 0,915	-1 +1	257	0,18 ± 0,04	0,32 ± 0,04	-0,01 ± 0,02	0,96	0,31	0,99	0,91
idem	-1 0,8	101	0,11 ± 0,06	0,28 ± 0,07	-0,01 ± 0,04	0,95	0,14	0,70	0,97
idem	0,8 0,9	64	0,11 ± 0,08	0,30 ± 0,08	-0,02 ± 0,05	0,99	0,65	0,99	0,07
idem	0,9 1,0	92	0,31 ± 0,08	0,39 ± 0,06	-0,01 ± 0,04	0,96	0,98	0,85	0,73
0,600 0,840	-1 +1	46	0,17 ± 0,10	0,10 ± 0,11	-0,08 ± 0,06	0,54	0,95	0,67	0,21
0,940 1,200	idem	200	0,36 ± 0,05	0,12 ± 0,05	-0,06 ± 0,03	0,01	0,00	0,26	0,42
1,200 1,400	idem	143	0,60 ± 0,06	0,08 ± 0,05	-0,11 ± 0,04	0,12	0,05	0,06	0,12
1,400 1,700	idem	105	0,55 ± 0,07	0,06 ± 0,06	0,01 ± 0,04	0,62	0,81	0,19	0,08

Dans la bande $0,840 \leqslant M(\overline{K}\pi) \leqslant 0,940$ on constate que la probabilité de $\langle Y_1^M \rangle = 0$ n'est que 2 %.

Ceci laisse supposer que le fond sous le pic du $\overline{K^*}$, bien que faible a une influence sur les valeurs calculées des moments. Essayons d'évaluer, dans le fond, la contamination des différents moments angulaires autres que 1.

Lorsque la masse invariante $(\overline{K}, \pi)$ est comprise entre 0,6 et 0,84 GeV/c², leur énergie relative et leur moment angulaire sont faibles et le terme en Y_0^0 est prépondérant dans la distribution angulaire. On vérifie sur le tableau I que les 3 moments illégaux $\langle Y_1 \rangle$, $\langle Y_3 \rangle$ et $\langle Y_4 \rangle$ sont bien compatibles avec 0. Toutefois la statistique est faible et la probabilité indiquée, déduite du χ^2, risque d'être surestimée.

Entre 0,940 et 1,200 GeV/c² $\langle Y_1 \rangle$ n'est certainement pas nul. Des termes en $\langle Y_1 \rangle$ ne peuvent provenir que de produits $Y_0 Y_1$ ou $Y_1 Y_2$ dans la formule (1) (Chap. II, § 3). Le terme en $\langle Y_3 \rangle$ qui provient également de $Y_1 Y_2$ n'est pas complètement inexistant (probabilité = 0,26 d'être nul) et indique que l'état L = 2 entre $\overline{K}$ et π commence à devenir important.

Entre 1,200 et 1,400, les termes en $\langle Y_1 \rangle$ et $\langle Y_3 \rangle$ sont très certainement différents de 0. L'énergie entre $\overline{K}$ et π a augmenté et la proportion de L = 2 aussi ; mais il reste encore assez de L = 1 pour que $\langle Y_1 \rangle$ soit différent de 0.

Au-dessus de 1,400 le terme $\langle Y_4 \rangle$ est différent de 0. Par contre $\langle Y_1 \rangle$ retrouve une bonne probabilité (0,81) d'être nul, ce qui montre que la proportion de L = 1 a sensiblement diminué. De même, la probabilité que $\langle Y_3 \rangle$ soit nul a augmenté. On doit noter que ces termes peuvent provenir également de combinaisons de L = 2 et L = 3, mais alors les coefficients de Clebsch Gordan sont beaucoup plus faibles qu'avec un mélange L = 1 et L = 2.

D'après cette analyse, il faut donc s'attendre à ce que la contribution des événements non résonnants au moment illégal $\langle Y_1^M \rangle$ ne soit pas nulle dans la zone de masse $(\overline{K}\pi)$ 0,840 à 0,940 GeV/c².

Le tableau ci-contre montre d'ailleurs l'évolution des termes $\langle Y_1 \rangle$ lorsqu'on change l'intervalle de masse. (Seul le moment $\langle Y_1^0 \rangle$ est manifestement différent de 0).

$M(\overline{K}\pi)$ GeV/c²	0,840 à 0,940	0,865 à 0,915
$\langle Y_1^0 \rangle$	-0,037 ± 0,013	-0,028 ± 0,016
$\langle Re\ Y_1^1 \rangle$	0,011 ± 0,009	0,006 ± 0,010
$\langle Im\ Y_1^1 \rangle$	0,008 ± 0,012	-0,001 ± 0,015
Nbre Evts.	370	257

Variation des termes $\langle Y_1 \rangle$ en fonction de l'intervalle de masse $(\overline{K}\pi)$ pour lequel ils sont calculés.

Entre 0,865 et 0,915, le fond d'événements ($\bar{K}\pi$) non résonnant est moitié de ce qu'il est entre 0,840 et 0,940, alors que le nombre total d'événements passe de 370 à 257. Si on admet que le fond est responsable de la valeur non nulle de $< Y_1^0 >$, alors $< Y_1^0 >$ entre 0,840 et 0,940 doit être multiplié par $\frac{370}{257} \times \frac{1}{2}$ pour obtenir la valeur correspondant à l'intervalle de 0,865 0,915. On trouve - 0,027 alors que la valeur effectivement mesurée est - 0,028. Ce résultat est compatible avec l'explication que nous venons de proposer.

La même méthode peut être employée avec les éléments de la matrice densité, que l'on sait être des fonctions linéaires de $< Y_2^0 >$ $< \text{Re } Y_2^2 >$, et $< \text{Re } Y_2^1 >$:

$$\rho_{00} = \frac{1}{3} (< Y_2^0 > \sqrt{20\pi} + 1) = 2,642 < Y_2^0 > + 0,333$$

$$\rho_{1-1} = - \frac{1}{6} < \text{Re } Y_2^2 > \sqrt{120\pi} = - 3,236 < \text{Re } Y_2^2 >$$

$$\text{Re}\rho_{10} = \frac{1}{6} < \text{Re } Y_2^1 > \sqrt{60\pi} = 2,288 < \text{Re } Y_2^1 >$$

Il faut cependant faire deux remarques importantes :

- Nous négligeons toujours dans ce calcul un éventuel effet dû à l'interférence entre le fond non résonnant et le $\bar{K}^*$. S'il en était autrement les expressions ne seraient plus linéaires.

- Le nombre d'événements est trop faible pour que les estimations qui vont suivre soient autre chose qu'une illustration de la méthode proposée.

• $\boxed{\rho_{00}}$

Entre 0,840 et 0,940 $< Y_2^0 > = - 0,047 \pm 0,014$

" 0,865 et 0,915 $< Y_2^0 > = - 0,058 \pm 0,016$

Si α est la valeur de $< Y_2^0 >$ sans fond et β la valeur du fond seul, nous avons les deux équations :

$$- 0,047 = \frac{1}{370} [344\alpha + 2F\beta]$$

$$- 0,058 = \frac{1}{257} [244\alpha + F\beta]$$

On en tire $\alpha = - 0,086$, ce qui donne pour ρ_{00} extrapolé à la valeur qu'il aurait s'il n'y avait pas de fond :

$$(\rho_{00})_E = 0,11 \pm 0,04$$

soit un coefficient de 0,59 par rapport à la valeur mesurée directement entre 0,865 et 0,915.

• $\boxed{\rho_{1-1}}$ Utilisons la même méthode :

Entre 0,840 et 0,940 $< \text{Re } Y_2^2 > = - 0,089 \pm 0,010$

0,865 et 0,915 $< \text{Re } Y_2^2 > = - 0,099 \pm 0,012$

Nous avons les deux équations

$$- 0,089 = \frac{1}{370} [344\alpha + 2F\beta]$$

$$- 0,099 = \frac{1}{257} [244\alpha + F\beta]$$

Ceci entraîne : $\alpha = - 0,124$.

$$(\rho_{1-1})_E = 0,40 \pm 0,04 \ ,$$

soit un coefficient de 1,25 par rapport à la valeur mesurée directement entre 0,865 et 0,915.

- $\boxed{\mathrm{Re}\rho_{10}}$ Bien qu'il soit toujours nul dans l'erreur nous pouvons essayer de faire le même calcul :

  Entre 0,840 et 0,940 $< \mathrm{Re}\ Y_2^1 > = -0,00051 \pm 0,009$

  0,865 et 0,915 $< \mathrm{Re}\ Y_2^1 > = -0,00515 \pm 0,010$

  Nous avons les deux équations :

$$-0,00051 = \frac{1}{370}[344\alpha + 2F\beta]$$

$$-0,00515 = \frac{1}{257}[244\alpha + F\beta]$$

Ceci entraîne $\alpha = -0,01708$.

$$(\mathrm{Re}\rho_{10})_E = -0,04 \pm 0,02 \ ,$$

soit un coefficient de 3,35 par rapport à la valeur mesurée directement entre 0,865 et 0,915.

Si le fond est linéaire sous le pic, les calculs de la valeur extrapolée sont indépendants de la valeur de F, mais dépendent simplement du fait que les intervalles choisis contiennent l'un F événements de fond, l'autre le double.

En effet les équations utilisées sont du type

$$u = \frac{1}{N}[(N - 2F)\alpha + 2F\beta]$$

$$v = \frac{1}{N'}[(N' - F)\alpha + F\beta]$$

c'est-à-dire

$$\alpha = \frac{2N'v - Nu}{2N' - N}$$

qui est bien indépendant de F.

Cette remarque a tout son poids dans notre cas où $F = 13\ ^{+21}_{-13}$ et est donc très mal déterminé.

Enfin, nous supposons que le terme β, c'est-à-dire $< Y_L^M >$ calculé pour le fond ne varie pas d'une manière brutale au passage de la résonance. Ceci est suggéré par l'étude que nous avons faite préalablement des termes "illégaux" qui varient lentement en fonction de l'intervalle de masse choisi. D'autre part, le fait d'avoir pris des valeurs symétriques par rapport à la résonance permet d'espérer que cette variation est compensée en moyenne. Il serait intéressant de calculer β pour les deux intervalles de masse $(\bar{K}\pi)$ entre 0,840 et 0,865 et entre 0,915 et 0,940, mais le nombre d'événements dans chacun de ces intervalles est insuffisant pour qu'un tel calcul soit significatif.

D'une manière générale, nous voudrions attirer l'attention sur la faible valeur statistique des résultats qui précèdent. Les valeurs de $< Y_2^M >$ prises dans les intervalles de masse 0,84 – 0,94 et 0,865 – 0,915 sont compatibles dans une erreur. Il ne faut donc pas attacher trop d'importance à la valeur absolue des corrections effectuées sur les éléments de matrice.

La méthode indiquée ne permettrait une détermination précise des éléments de la matrice densité que sur un lot d'événements beaucoup plus important. Toutefois, à titre indicatif et pour pouvoir estimer qualitativement l'influence du fond, des calculs identiques ont été faits après sélection sur l'angle de production ; les résultats sont présentés sur le tableau ci-contre, le signe de la correction est placé entre parenthèses après la valeur corrigée.

Tableau II

Eléments de la matrice densité du $\overline{K^*}$ après correction du fond $(\overline{K}\pi)$ non résonnant.

$0,9 \leqslant$ COSPRO $(\overline{K}\pi) \leqslant 1,0$ N = 143 N' = 92		
$\rho_{00}(Y_2^0)$	$\rho_{1-1}(\mathrm{Re}\, Y_2^2)$	$\mathrm{Re}\rho_{10}(\mathrm{Re}\, Y_2^1)$
u = 0,0044 ± 0,0241 v = − 0,0104 ± 0,0288	u = − 0,0928 ± 0,0153 v = − 0,1192 ± 0,0171	u = − 0,0003 ± 0,0145 v = − 0,0021 ± 0,0168
α = − 0,0620 ρ_{00} = 0,17 (−)	α = − 0,2113 ρ_{1-1} = 0,68 (+)	α = − 0,0084 $\mathrm{Re}\rho_{10}$ = − 0,02
$0,8 \leqslant$ COSPRO $(\overline{K}\pi) \leqslant 0,9$ N = 90 N' = 64		
$\rho_{00}(Y_2^0)$	$\rho_{1-1}(\mathrm{Re}\, Y_2^2)$	$\mathrm{Re}\rho_{10}(\mathrm{Re}\, Y_2^1)$
u = − 0,0718 ± 0,0281 v = − 0,0849 ± 0,0309	u = − 0,1032 ± 0,0237 v = − 0,0930 ± 0,0245	u = − 0,0033 ± 0,0169 v = − 0,0098 ± 0,0216
α = − 0,1159 ρ_{00} = 0,0027 (−)	α = − 0,0688 ρ_{1-1} = 0,22 (−)	α = − 0,0252 $\mathrm{Re}\rho_{10}$ = − 0,06

4 - COMPARAISON AUX DIFFERENTS MODELES -

a) Modèle OME.

Nous avons vu au chapitre II, que les prédictions de ce modèle sont très strictes :

Echange de méson pseudo-scalaire :

$$\rho_{00} = 1 \; ; \; \rho_{1-1} = 0 \; ; \; \mathrm{Re}\rho_{10} = 0$$

Echange de méson vectoriel :

$$\rho_{00} = 0 \; ; \; \rho_{1-1} \neq 0 \; ; \; \mathrm{Re}\rho_{10} = 0.$$

Si on s'intéresse aux valeurs obtenues dans l'intervalle de masse $(\overline{K}\pi)$: $0,865 \leqslant M(\overline{K}\pi) \leqslant 0,915$, la valeur $\rho_{00} = 0,18 \pm 0,04$ montre une importante contribution d'échange de méson vectoriel. On doit noter d'autre part que la correction du fond ramène cette valeur à 0,11 ce qui est favorable à l'hypothèse d'échange de méson vectoriel. Cependant, on remarque que les valeurs de ρ_{00} calculées sur les événements du fond de part et d'autre de la bande de masse $0,840 \leqslant \overline{K}\pi \leqslant 0,940$ ne sont pas sensiblement différentes de la valeur obtenue dans la bande du $\overline{K^*}$. La variation de ρ_{00} en fonction de l'intervalle dans lequel on le calcule est continue.

Il n'en est pas de même de ρ_{1-1} qui est environ 3 fois plus grand dans la région du $\overline{K^*}$ que dans les régions avoisinantes, la correction du fond augmentant ce rapport. Ceci renforce très sensiblement notre confiance dans l'hypothèse que l'échange de méson vectoriel domine.

Enfin, et toujours en moyennant sur l'angle de production du système $(\overline{K}\pi)$, $\mathrm{Re}\rho_{10}$ est toujours nul dans une erreur.

Si on admet donc un modèle OME, sans absorption, et que l'on prend pour valeur de ρ_{00} la valeur 0,18, alors deux mécanismes d'échange concourent à la production de $K^{*-}P$ l'un avec $J^P = 0^-$ pour 18 %, l'autre avec $J^P = 1^-$ pour 82 %.

Si on se reporte maintenant au calcul des sections efficaces présenté en (II, 4, b) et que l'on intègre la section efficace différentielle de la réaction $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$ avec échange de méson pseudo-scalaire par rapport au moment de transfert et à la direction des produits de désintégration du $\overline{K^*}$, la section efficace totale obtenue ne dépend plus que des couplages suivants :

$$\frac{g^2_{P\pi^\circ\bar{P}}}{4\pi} = 15 \qquad \text{et} \qquad \frac{g^2_{K^-\pi^\circ\overline{K^*}}}{4\pi} = 0,75$$

et du facteur de forme pour lequel nous prenons la dépendance en Δ^2 proposée par GOLDHABER [26] et AMALDI et SELLERI [27].

$$\frac{a^2 - m_\pi^2}{a^2 + \Delta^2} \qquad \text{avec} \quad a^2 = 0,13 \ (\text{GeV/c})^2$$

Ceci donne une section efficace totale théorique de 0,11 mb pour la réaction

$$K^- P \longrightarrow K^{*-} P$$
$$\qquad\qquad\quad \hookrightarrow \bar{K}^\circ \pi^-$$

par échange de π^-.

La section efficace mesurée de cette réaction est (III, 1) 0,56 ± 0,03 mb. La mesure du pourcentage de π échangé a donné (III, 3) 18 ± 4 %. La section efficace d'échange de π est donc :

$$\frac{18 \pm 4}{100} \times (0,56 \pm 0,03) = 0,10 \pm 0,02 \text{ mb}$$

ce qui est en bon accord avec la prédiction théorique de 0,11 mb.

Si on attribue 0,56 − 0,11 = 0,45 mb de section efficace à l'échange de méson vectoriel, on voit qu'après ajustement du facteur de forme en $(e^{-\Delta^2/A^2})^2$, on peut alors déterminer les couplages G_T, G_v et g de la formule de section efficace (§ II, 4, b) en normalisant la section efficace théorique à la valeur expérimentale. On fait les hypothèses suivantes [9] :

- échange de ρ : $(G_T/G_v) = 3,7$
- échange de ω : $(G_T/G_v) = 0$

Ce rapport des couplages résulte de la théorie de la structure électro-magnétique des baryons où l'on admet que la contribution dominante aux facteurs de forme isoscalaires et isovectoriels vienne des mésons ω et ρ.

Dans le cas de l'hypothèse d'échange de ρ, les valeurs expérimentales sont les suivantes

$$A_\rho = 0,57 \pm 0,02 \text{ GeV/c}$$

$$\frac{g^2}{4\pi} \cdot \frac{G_v^2}{4\pi} = 7$$

Dans le cas de ω, les valeurs expérimentales sont :

$$A_\omega = 0,69 \pm 0,05 \text{ GeV/c}$$

$$\frac{g^2}{4\pi} \cdot \frac{G_v^2}{4\pi} = 8,4$$

La section efficace différentielle en fonction de l'angle de production dans le système du centre de masse, est présentée pour ces deux cas (figure 12), compte tenu des 0,11 mb d'échange de π°. On constate que l'échange de ρ ou de ω aboutit à des sections efficaces différentielles très sensiblement égales.

En ce qui concerne les éléments de la matrice densité du K^{*-}, on doit remarquer que si on calcule ρ_{00} dans les intervalles $0,9 \leqslant \text{COSPRO}(\bar{K}\pi) \leqslant 1$ (intervalle I) et $0,8 \leqslant \text{CORPRO}(\bar{K}\pi) \leqslant 0,9$ (intervalle II), la valeur obtenue dans l'intervalle I est plus élevée (0,31 ± 0,08) que dans l'intervalle II (0,11 ± 0,08). Ceci peut s'expliquer de la façon suivante :

On a vu (§ II, 4, b) que la contribution à ρ_{00} est uniquement due à l'échange de π ;

Compte tenu des différences de distributions angulaires pour l'échange de méson pseudo-scalaire ($\sigma_T = 0,11$ mb) et de méson vectoriel ($\sigma_T = 0,45$ mb), la proportion d'échange de pseudo-scalaire dans la zone $0,9 \leqslant$ COSPRO $(\overline{K}\pi) \leqslant 1$ est de 27 % ;

Le nombre est à comparer à 31 ± 8 % déduit de la valeur de ρ_{00}. L'accord est très bon. De même entre $0,8 \leqslant$ COSPRO $(\overline{K}\pi) \leqslant 0,9$ la prédiction théorique est 9 % et la valeur déduite de ρ_{00} est 11 ± 8 %. L'accord est peu significatif, vu l'erreur expérimentale.

En résumé, le modèle OME, avec l'adjonction de facteurs de forme convenables peut rendre compte des résultats obtenus. Le mécanisme de production de la réaction $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$ est compatible avec un mélange de 18 % de méson pseudo-scalaire échangé et 82 % de méson vectoriel échangé.

b) Modèle de l'absorption.

Les coefficients C_1 et γ_1 décrits en (II, 5) tirés des résultats de la référence [5] sont respectivement égaux à

$$C_1 = 0,64 \qquad \gamma_1 = 0,05$$

En effet, si on écrit

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} e^{-At}$$

on trouve $A = 8,86 \pm 0,67$ (GeV/c)$^{-2}$. Sachant que la section efficace totale $K^- P$ à 3 GeV/c est 27,76 ± 0,80 mb, on a alors :

$$C_1 = \frac{\sigma}{(\hbar c)^2 \cdot 4\pi \cdot A}$$

$$= \frac{27,76 \cdot 10^{-27}}{(1,9732)^2\, 10^{-28} \cdot 4\pi \cdot 8,86}$$

$$= 0,64$$

De même

$$\gamma_1 = \frac{1}{2q^2 A}$$

$$= \frac{1}{2(1,074)^2 \cdot 8,86} = 0,05$$

Ces deux coefficients C_1 et γ_1 sont sans dimensions. En ce qui concerne l'état final, on fait le choix

$$C_2 = 1$$

$$\gamma_2 = \frac{3}{4}\,\gamma_1$$

ce qui suppose que l'onde s est totalement absorbée.

La distribution angulaire de production expérimentale est en assez bon accord avec les prédictions de ce modèle, comme on peut le constater figure 12.

On doit remarquer que la courbe théorique est déterminée en valeur absolue. Les couplages utilisés dans le cas de l'échange d'un vecteur sont issus des résultats du paragraphe (III, 4, a).

En ce qui concerne la variation des éléments de la matrice densité du $\overline{K^*}$ en fonction du moment transféré (figure 13), l'accord est moins bon, en particulier en ce qui concerne ρ_{1-1}. On doit cependant noter que les erreurs restent très grandes et ne permettent pas une conclusion définitive. D'autre part si on tient compte de la correction des événements du fond, on voit que la tendance au désaccord entre les prédictions et le résultat expérimental se confirme (croix en pointillé, (figure 13 b)).

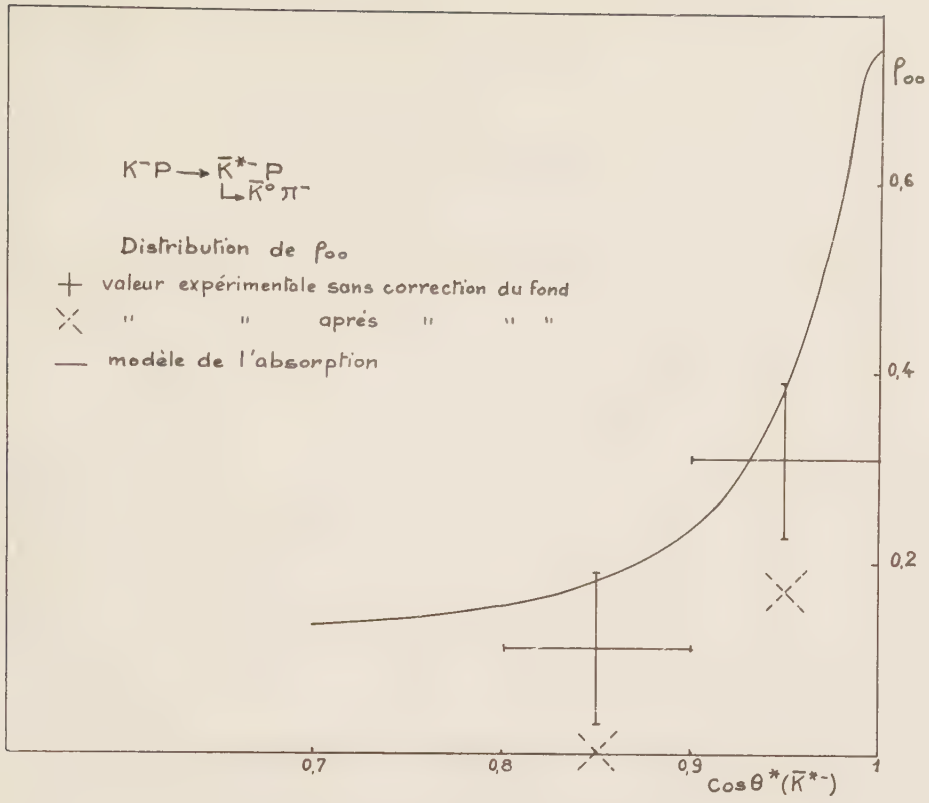


Fig. 13 a

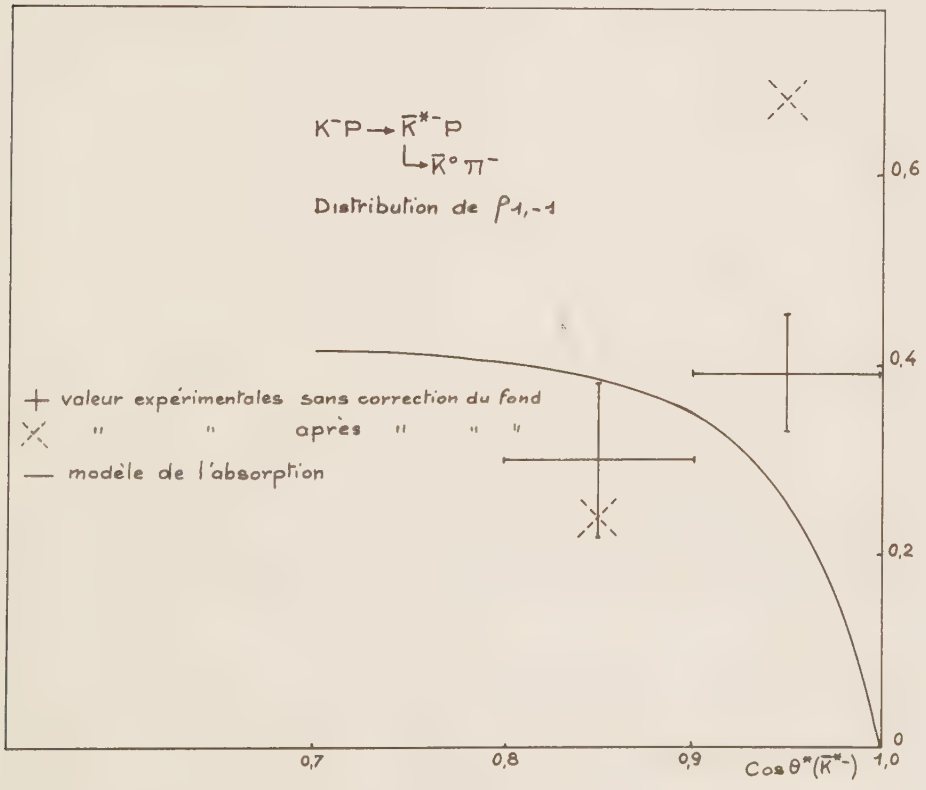


Fig. 13 b

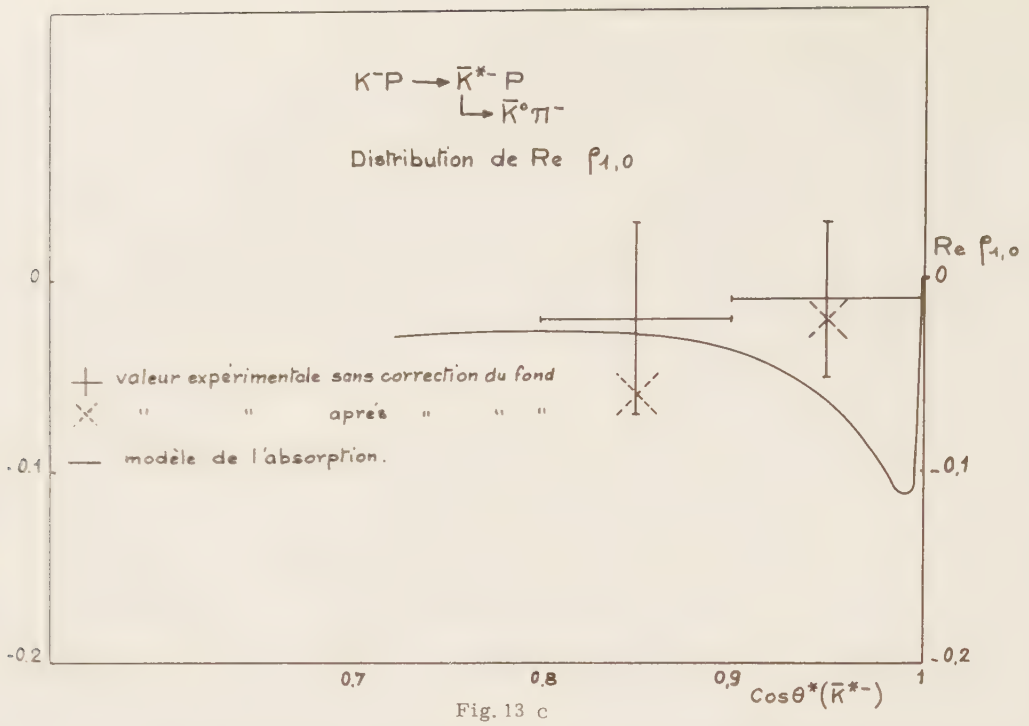


Fig. 13 c

Figure 13 - Variations des éléments de la matrice densité du K^{*-} en fonction de l'angle de production.
Les croix en trait continu représentent les valeurs expérimentales sans correction de fond.
Les croix en pointillé représentent les mêmes valeurs après correction du fond.
Les courbes représentent les prédictions du modèle de l'absorption

13 a ρ_{00}
13 b ρ_{1-1}
13 c $Re\rho_{10}$

CHAPITRE IV

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA RÉACTION $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*o}} N$

Cette réaction est observée dans les événements $K^- P \longrightarrow K^- \pi^+ N$ dont la topologie est du type "deux branches".

Nous avons détaillé en (I, 4) l'étude de cette réaction et la section efficace de $K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$ à laquelle nous étions parvenus est de $1,55 \pm 0,18$ mb.

1 - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DE $\overline{K^{*o}}$ -

La figure 14 présente le diagramme de Dalitz de la réaction $K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$.

La figure 15 présente la distribution de masse $K^- \pi^+$. La courbe en tirets est la prédiction de l'espace de phase normalisé au lot complet d'événements.

Une accumulation aux environs de $0,890$ GeV/c² est évidente. Nous l'identifions au $\overline{K^*}$ ($M = 0,891$ GeV/c², $\Gamma = 0,050$ GeV/c²).

La détermination des taux de production de chacune des voies physiques ouvertes et de la masse et la largeur du $\overline{K^*}$ par la méthode de vraisemblance maximum a donné les résultats suivants :

	Réaction	Taux	Erreur
(1)	$K^- P \longrightarrow \overline{K^{*o}_{0,891}} N$	34 %	2 %
(2)	$K^- P \longrightarrow \overline{K^{*o}_{1,400}} N$	5 %	1 %
(3)	$K^- P \longrightarrow N^{*+}_{1,238} K^-$	10 %	3 %
(4)	$K^- P \longrightarrow N^{*+}_{1,512} K^-$	3 %	1 %
(5)	$K^- P \longrightarrow N^{*+}_{1,688} K^-$	2 %	1 %

$$M(\overline{K^*_{0,891}}) = 0,897 \pm 0,002 \text{ GeV/c}^2$$

$$\Gamma(\ \ "\ \ ) = 0,048 \pm 0,005 \text{ GeV/c}^2$$

La réaction $K^- P \longrightarrow \bar{K} N^*_{1,238}$ a lieu dans l'état $T = 1$. Ceci entraîne que les réactions $K^- P \longrightarrow K^- N^{*+}_{1,238}$ et $K^- P \longrightarrow \overline{K^o} N^{*o}_{1,238}$ doivent avoir la même section efficace. D'autre part, les coefficients de Clebsch-Gordan des désintégrations $N^{*o} \longrightarrow P\pi^-$ et $N^{*+} \longrightarrow N\pi^+$ sont égaux, ce qui entraîne que :

$$\sigma(K^- P \longrightarrow \overline{K^o} N^{*o} \ \ ) = (1,098 \pm 0,052) \times \frac{7 \pm 3}{100} = 0,077 \pm 0,034 \text{ mb}$$
$$\qquad\qquad\qquad

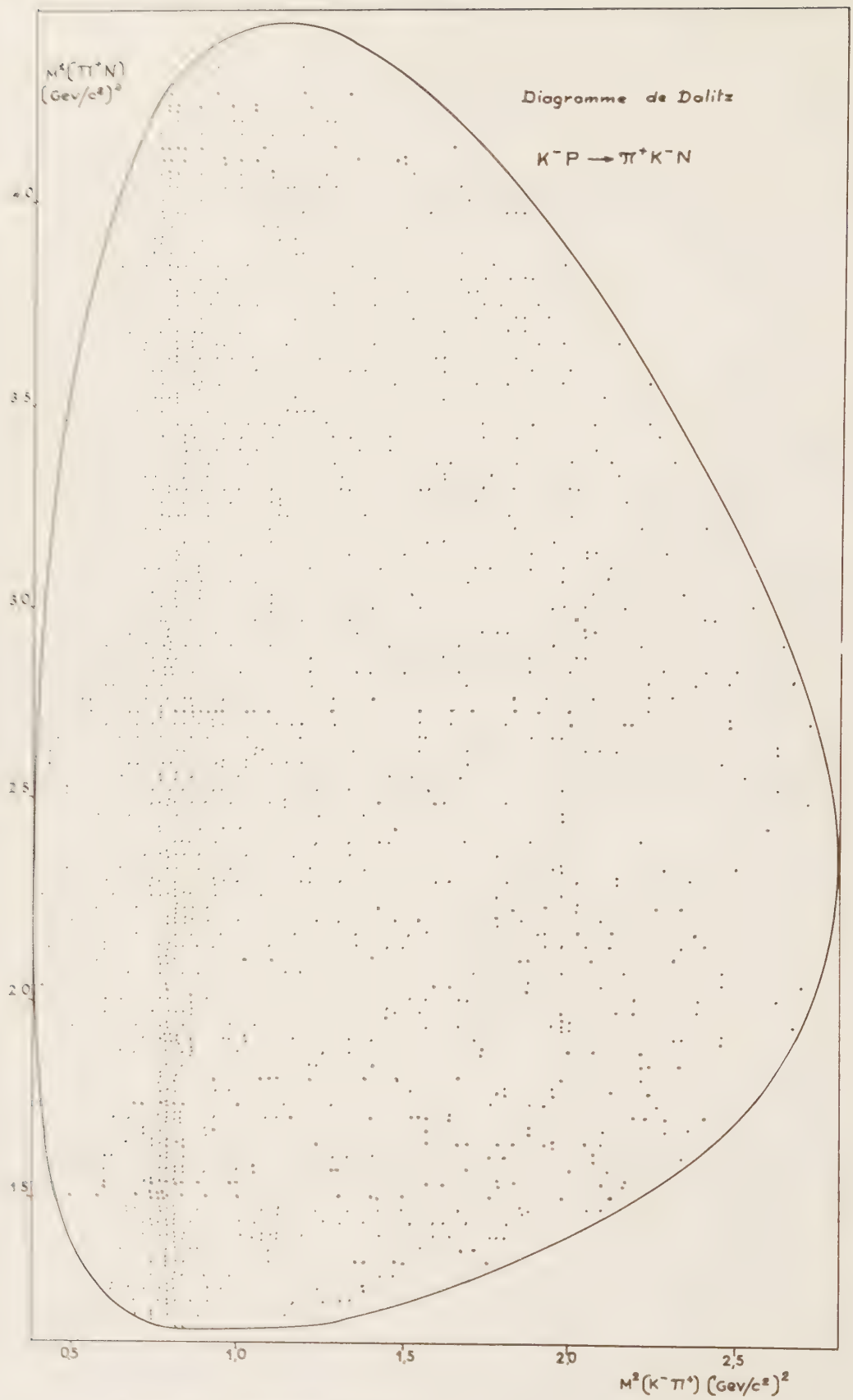


Figure 14 - Diagramme de Dalitz de la réaction $K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$.

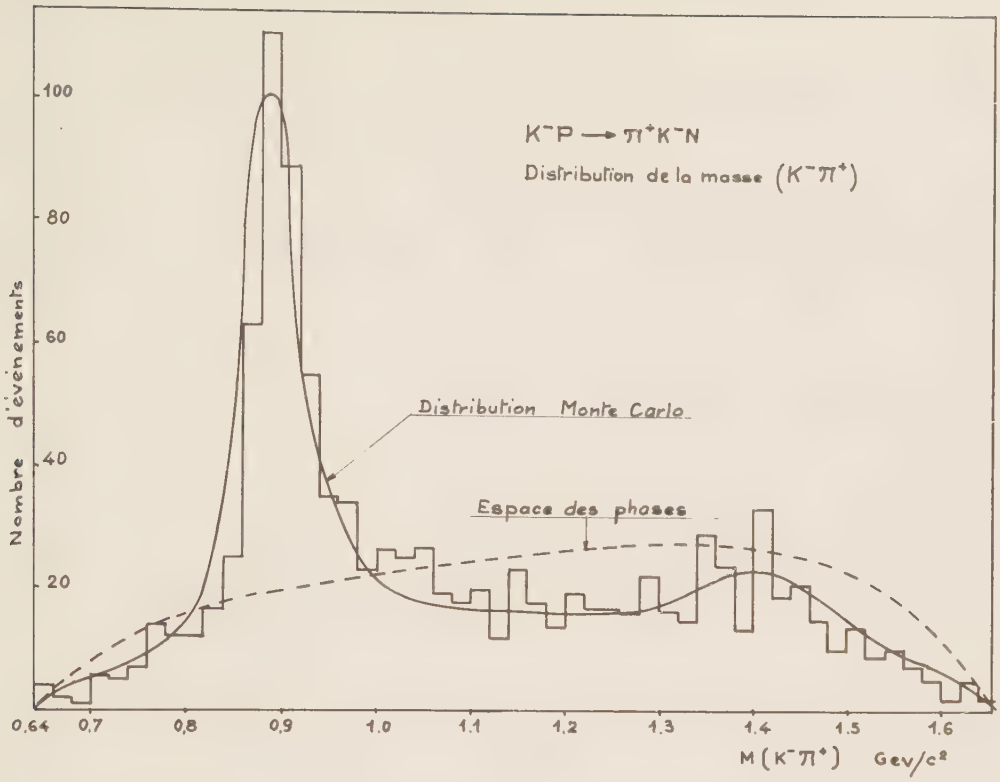


Figure 15 - Masse équivalente du système $(K^- \pi^+)$ dans la réaction $K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$.
La courbe en tirets est la courbe d'espace des phases.
La courbe en traits pleins est obtenue par génération d'événements par la méthode de Monte Carlo, pondérée par le taux de production de chacune des voies physiques.

devraient être égales. Leur différence, vu l'erreur, n'est pas très significative, en particulier lorsqu'on tient compte de la remarque faite en (II, 1) sur la tendance du programme de maximum de vraisemblance à calculer des erreurs trop faibles sur les taux de production.

La section efficace de la réaction $K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$ étant 1,55 ± 0,18 mb et le taux de la réaction (1) 34 ± 2 %, on obtient :

$$K^- P \longrightarrow \overline{K}^{*\circ} N \quad = 0,53 \pm 0,07 \text{ mb}$$
$$\hookrightarrow K^- \pi^+$$

Ceci conduit à une section efficace totale $K^- P \longrightarrow \overline{K}^{*\circ} N$ après correction du mode de désintégration non observé $(\overline{K}^{*\circ} \longrightarrow \overline{K}^{\circ} \pi^\circ)$:

$$\sigma(K^- P \longrightarrow \overline{K}^{*\circ} N) = 0,79 \pm 0,11 \text{ mb}$$

Comme pour la réaction $K^- P \longrightarrow P K^{*-}$, on observe ici que la masse calculée du $\overline{K}^*$ est supérieure à celle des tables (Chap. III, 1, a).

Le calcul du fond, effectué par la méthode exposée lors de l'étude du K^{*-} donne les résultats suivants (Chap. III, § 1) :

$$\begin{cases} a = 233 \\ b = 108 \end{cases} \qquad \begin{cases} \alpha_1 = 0,500 \\ \alpha_2 = 0,705 \end{cases}$$

d'où

$$N = 423 \pm 63 \qquad F = 21 \pm 20$$

Notons que cette méthode donne un taux de 40,2 % pour la réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*\circ}} N$, en accord avec les valeurs calculées par la méthode de maximum de vraisemblance et présentées plus haut.

Entre les valeurs 0,840 et 0,940 de la masse $(K^- \pi^+)$, nous avons donc un lot de 341 événements, composé de 299 $\overline{K^{*\circ}}$ et de 42 événements de fond, soit une contamination de 14 %. Entre 0,865 et 0,965, elle est encore de 10 %.

2 - CARACTERE PERIPHERIQUE DE LA REACTION -

La figure 16 présente la distribution angulaire de production du $\overline{K^{*\circ}}$. On constate, que 69 % des événements sont tels que :

$$0,8 \leqslant \text{COSPRO } (\bar{K}\pi) \leqslant 1$$

Ceci suggère un mécanisme "périphérique" de production.

3 - CALCUL DES ELEMENTS DE LA MATRICE DENSITE DU $\overline{K^{*\circ}}$

L'ensemble des résultats, obtenus par la méthode des moments, et sans correction de l'influence du fond est présenté dans le tableau III ci-joint.

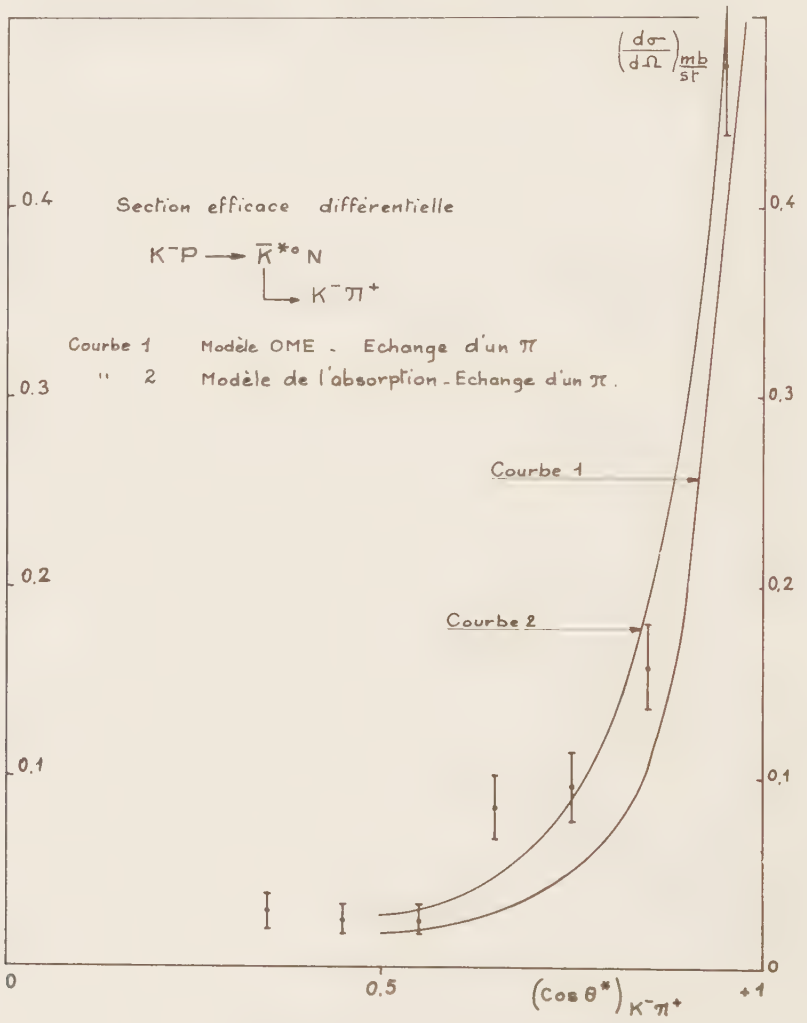


Figure 16 - Section efficace différentielle $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ de la réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*\circ}} \hookrightarrow K^- \pi^+$ N.

La courbe 1 est obtenue en supposant l'échange d'un π dans le modèle OME.
La courbe 2 est obtenue en supposant l'échange d'un π dans le modèle de l'absorption.

Tableau III

Réaction $K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$

Intervalle de Masse ($K\pi$)	Intervalle de COSPRO	Nbre d' Evts.	Matrice densité			Probabilité d'être = 0			
			ρ_{00}	ρ_{1-1}	$Re\rho_{10}$	$\langle ImY_2 \rangle$	$\langle Y_1 \rangle$	$\langle Y_3 \rangle$	$\langle Y_4 \rangle$
0,840 0,940	-1 +1	341	0,44 ± 0,04	0,08 ± 0,03	-0,06 ± 0,02	0,41	0,00	0,85	0,14
0,865 0,915	-1 +1	233	0,43 ± 0,05	0,10 ± 0,04	-0,09 ± 0,03	0,42	0,00	0,70	0,16
idem	-1 0,8	72	0,24 ± 0,09	0,16 ± 0,08	-0,03 ± 0,05	0,83	0,00	0,51	0,01
idem	0,8 0,9	40	0,58 ± 0,12	0,02 ± 0,09	-0,22 ± 0,07	0,82	0,02	0,02	0,11
idem	0,9 1,0	121	0,49 ± 0,07	0,09 ± 0,05	-0,08 ± 0,04	0,41	0,00	0,39	0,96
0,600 0,840	-1 +1	80	0,32 ± 0,09	0,09 ± 0,07	-0,10 ± 0,05	0,51	0,00	0,42	0,30
0,940 1,200	"	292	0,33 ± 0,04	0,03 ± 0,04	0,01 ± 0,03	0,19	0,00	0,54	0,30
1,200 1,400	"	189	0,57 ± 0,06	-0,06 ± 0,04	-0,06 ± 0,04	0,65	0,00	0,89	0,81
1,400 1,700	"	151	0,78 ± 0,07	0,01 ± 0,04	-0,05 ± 0,04	0,42	0,00	0,00	0,04

Deux problèmes se posent immédiatement

● Le terme "illégal" $\langle Y_1 \rangle$ n'est jamais compatible avec 0, même dans l'intervalle $0,865 \leqslant M(\bar{K}\pi) \leqslant 0,915$ où le fond n'est que de 10 %.

Cette remarque vaut également dans des échantillons tels que $0,875 \leqslant M(\bar{K}\pi) \leqslant 0,905$ où le fond est d'environ 8 % (167 Evts) bien que la valeur de $\langle Y_1 \rangle$ y soit plus faible.

On se rappelle que dans le cas de la réaction $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$ (avec $K^{*-} \longrightarrow \bar{K}^0 \pi^-$) un fond de 8 % entraînait une probabilité 0,02 que le terme $\langle Y_1 \rangle$ soit nul, cette probabilité était devenue 0,34 lorsque le fond était réduit à 5 %.

Il est donc vraisemblable que 10 % de fond non résonnant suffise à produire une valeur de $\langle Y_1 \rangle$ non nulle. Il est bien entendu que dans ce cas, aucun résultat quantitatif ne peut être tiré des valeurs calculées des éléments de la matrice densité.

On doit aussi se rappeler que le lot d'événements que nous avons à notre disposition contient des événements $K^- P \longrightarrow \pi^+ \pi^- (\Lambda, \Sigma^0)$ leur contribution à $\langle Y_1 \rangle$ peut ne pas être négligeable, et ne peut être évaluée correctement.

● Dans l'intervalle $0,9 \leqslant$ COSPRO $(\bar{K}\pi) \leqslant 1$, $\rho_{00} = 0,49 \pm 0,07$ alors que dans l'intervalle $0,8 \leqslant$ COSPRO $(\bar{K}\pi) \leqslant 0,9$ $\rho_{00} = 0,58 \pm 0,12$.

Or tous les modèles connus prévoient une augmentation de ρ_{00} lorsque l'angle de production tend vers 0, l'échange de π ayant sa plus forte contribution pour les faibles angles de production. L'erreur sur ρ_{00} est suffisante pour que les valeurs obtenues dans les deux intervalles soient compatibles, mais pour expliquer que ρ_{00} ne varie pas lorsque l'angle de production augmente, il faudrait admettre qu'il n'y ait qu'un seul type de particule échangée (ici $J = 0^-$, vu l'incompatibilité de ρ_{00} avec 0), ou tout au moins largement dominant dans le domaine $0,8 \leqslant$ COSPRO $(\bar{K}\pi) \leqslant 1$.

Enfin, dans la réaction $K^- P \longrightarrow K^- \pi^+ N$, la production de $N^{*++}_{1,238}$ ($\longrightarrow N\pi^+$) (voir figure 17) interfère constructivement avec la production de $\bar{K}^{*0}$ ($\longrightarrow K^- \pi^+$), comme on peut s'en rendre compte sur le diagramme de Dalitz (figure 14) de cette réaction.

D'autre part, la production de $N^*_{1,688}$ est relativement abondante (figure 17) et produit également un effet d'interférence rendant impossible l'étude des événements $K^- P \longrightarrow \bar{K}^{*0} N$ (avec $\bar{K}^{*0} \longrightarrow K^- \pi^+$) situés dans la seule partie supérieure du diagramme de Dalitz (masse $N\pi^+ > 1,75$ GeV/c^2).

Vu les difficultés présentées par l'étude de cette réaction, il semble inutile d'effectuer des corrections dues au fond, comme nous l'avons fait pour la réaction $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$, l'influence de ce fond ne semblant pas pouvoir être considérée comme une perturbation.

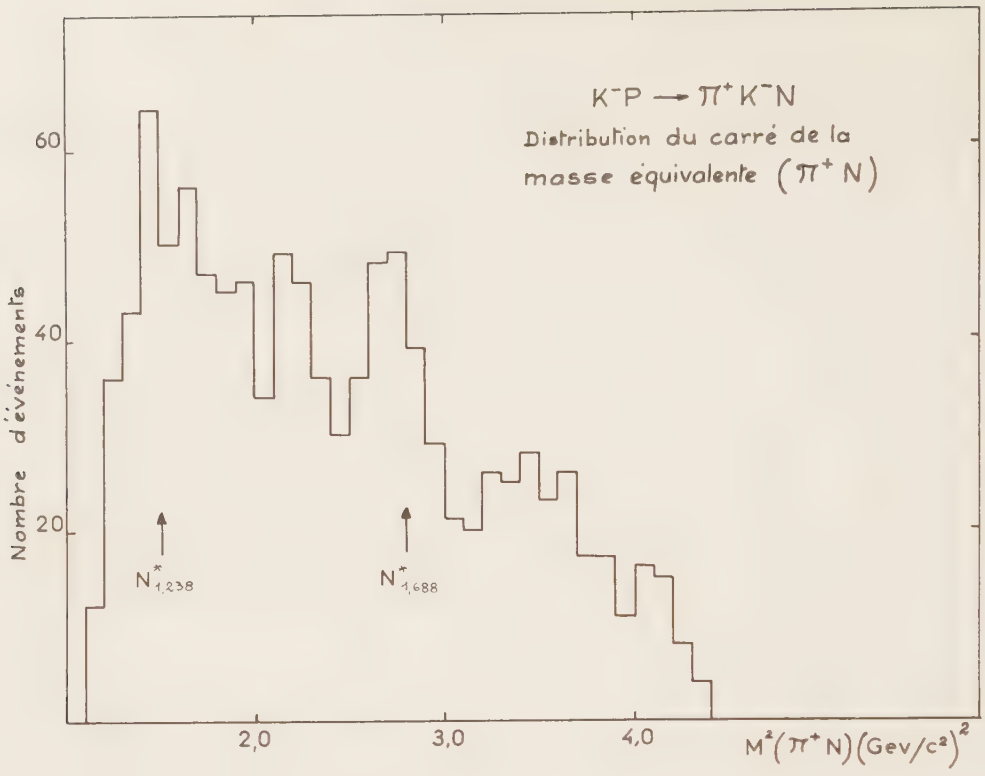


Figure 17 - Distribution du carré de la masse équivalente π^+N dans la réaction $K^-P \longrightarrow \pi^+K^-N$.

4 - COMPARAISON AUX DIFFERENTS MODELES -

a) Modèle OME.

Nous venons de voir qu'il semblait illusoire d'utiliser les valeurs des éléments de la matrice densité du $\overline{K^{*\circ}}$, pour déterminer le moment angulaire intrinsèque des particules échangées.

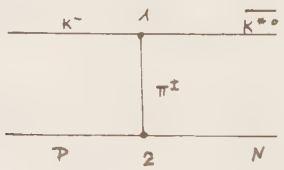
Cependant, nous pouvons calculer complètement la section efficace d'échange de π, comme nous l'avons fait dans le cas du K^{*-} :

- au sommet 1, $g^2_{\bar{K}^+\pi^+\bar{K}^{*\circ}}/4\pi = 2\, g^2_{K^+\pi^\circ K^{*-}}/4\pi$ à cause de l'indépendance de charge, et du rapport des coefficients de Clebsch-Gordan :

$$\frac{(K^- | \bar{K}^{*\circ}, \pi^-)}{(K^- | K^{*-}, \pi^\circ)} = -\sqrt{2}$$

- au sommet 2, $g^2_{p\pi^+\bar{n}}/4\pi = 2\, g^2_{p\pi^\circ\bar{p}}/4\pi$, puisque

$$\frac{(P | \pi^+, N)}{(P | \pi^\circ, P)} = -\sqrt{2}$$



L'indépendance de charge prévoit donc une section efficace d'échange de π 4 fois plus grande pour la réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*}}^{\circ} N$ que pour la réaction $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$, soit 0,44 mb pour la voie de désintégration $\overline{K^{*}}^{\circ} \longrightarrow K^- \pi^+$. (§ III, 4, a).

La section efficace totale mesurée $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*}}^{\circ} N$ ($\overline{K^{*}}^{\circ} \longrightarrow K^- \pi^+$) étant de 0,53 ± 0,07 mb, on voit que l'échange de pseudo-scalaire représente 83 ± 13 % du mécanisme de production du $\overline{K^{*}}^{\circ}$, les processus étant sans interférence dans ce modèle, comme nous l'avons vu en (§ II, 4, b).

Il est possible de vérifier ce résultat de la façon suivante : admettons que les 17 %, soit 0,09 mb, qui restent puissent être décrits par un échange de méson vectoriel comme dans le cas de la réaction

$$K^- P \longrightarrow K^{*-} P$$

et avec le même facteur de forme. Nous avons vu en (§ III, 4, a) que l'échange de ρ ou ω aboutissait à des sections efficaces différentielles sensiblement égales. Pour ce calcul, nous avons utilisé l'échange de ω. On peut prédire le nombre d'événements attendus dans les zones $0,9 \leqslant \text{COSPRO}\,(\bar{K}\pi) \leqslant 1$ et $0,8 \leqslant \text{COSPRO}\,(\bar{K}\pi) \leqslant 0,9$ en valeur relative :

α) Partie pseudo-scalaire :

La section efficace différentielle d'échange de méson pseudo-scalaire dans la réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*}}^{\circ} N$ se déduit de celle calculée pour $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$ par indépendance de charge (facteur 4 dû aux coefficients de Clebsch-Gordan), soit :

$$0,9 \leqslant \text{COSPRO}\,(\bar{K}\pi) \leqslant 1 \Longrightarrow \Delta\sigma = 0,248 \text{ mb}$$
$$0,8 \leqslant \text{COSPRO}\,(\bar{K}\pi) \leqslant 0,9 \Longrightarrow \Delta\sigma = 0,057 \text{ mb.}$$

β) Partie vectorielle :

Lorsqu'on normalise la section efficace $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*}}^{\circ} N$ par pur échange d'ω à 0,09 mb, on obtient :

$$0,9 \leqslant \text{COSPRO}\,(\bar{K}\pi) \leqslant 1 \Longrightarrow \Delta\sigma = 0,036 \text{ mb}$$
$$0,8 \leqslant \text{COSPRO}\,(\bar{K}\pi) \leqslant 0,9 \Longrightarrow \Delta\sigma = 0,030 \text{ mb.}$$

L'ensemble des résultats est présenté dans le tableau IV. R est le rapport de $\Delta\sigma$ obtenu dans l'intervalle $0,9 \leqslant \text{COSPRO}\,(\bar{K}\pi) \leqslant 1,0$ à $\Delta\sigma$ obtenu dans l'intervalle $0,8 \leqslant \text{COSPRO}\,(\bar{K}\pi) \leqslant 0,9$.

Tableau IV

		$K^- P \longrightarrow K^{*-} P$ ($K^{*-} \to K^\circ \pi^-$)			$K^- P \longrightarrow \overline{K^{*}}^{\circ} N$ ($\overline{K^{*}}^{\circ} \to K^- \pi^+$)		
		COSPRO ($\bar{K}\pi$) 0,8 – 0,9	COSPRO ($\bar{K}\pi$) 0,9 – 1	R	COSPRO ($\bar{K}\pi$) 0,8 – 0,9	COSPRO ($\bar{K}\pi$) 0,9 – 1	R
$\Delta\sigma$ théorique	P. S.	0,014	0,067	4,8	0,057	0,248	4,35
	V.	0,150	0,181	1,2	0,030	0,036	1,20
	Total	0,164	0,248	1,51	0,087	0,284	3,26
$\Delta\sigma$ mesurée		0,14 ± 0,03	0,20 ± 0,04	1,4	0,09 ± 0,02	0,27 ± 0,06	3,0 ± 0,9

On voit que les prédictions théoriques sont en excellent accord avec les sections efficaces mesurées pour la réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*}}^{\circ} N$. Elles sont évidemment en bon accord pour la réaction $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$, puisque c'est cette réaction qui sert pour la normalisation.

D'autre part, un échange de méson pseudo-scalaire seul qui donne R = 4,35 n'est pas exclus, la valeur mesurée de R étant 3 ± 0,9. (Courbe 1, figure 16).

Qualitativement, les valeurs obtenues pour l'élément de matrice densité ρ_{00} indiquent un échange de méson pseudo-scalaire plus important dans la réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*\circ}} N$ que dans la réaction $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$.

En conclusion, 83 ± 13 % de méson pseudo-scalaire échangé et 17 ± 13 % de méson vecteur vectoriel rendent bien compte de la section efficace différentielle de production de la réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*\circ}} N$, dans le modèle OME avec facteurs de forme, un échange de π seul n'étant pas exclus.

b) Modèle de l'absorption.

Mis à part les coefficients de Clebsch-Gordan intervenant aux deux sommets de l'interaction et au sommet de désintégration, le calcul est identique à celui effectué pour la réaction :

$$K^- P \longrightarrow K^{*-} \quad P$$
$$\hookrightarrow \overline{K^\circ} \pi^-$$

Les résultats sont les suivants :

α) La distribution angulaire est compatible avec un échange de π pur.

β) Une contribution de 30 % de méson vectoriel échangé est incompatible avec les points expérimentaux (tous les points, sauf celui à $\cos \theta^* = 0,65$, s'écartant de plus de 3 erreurs de la prédiction de ce modèle).

La figure 16, courbe 2, montre la courbe obtenue pour un échange de π pur.

Nous ne nous intéressons pas aux prédictions du modèle de l'absorption concernant les éléments de la matrice densité du $\overline{K^{*\circ}}$, vu les difficultés rencontrées en (IV, 3) pour leur détermination expérimentale.

La réaction $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*\circ}} \quad N$ est donc dominée par un échange de méson pseudo-scalaire,
$\hookrightarrow K^- \pi^+$
bien qu'une faible contribution de méson vecteur (moins de 20 %) ne puisse pas être exclue.

CHAPITRE V

CONCLUSIONS SUR LE MÉCANISME DE PRODUCTION DE LA RÉACTION $K^- P \longrightarrow \overline{K^*} \mathcal{N}$

1 - COMPARAISON ENTRE LES DEUX REACTIONS $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$ ET $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*0}} N$ -

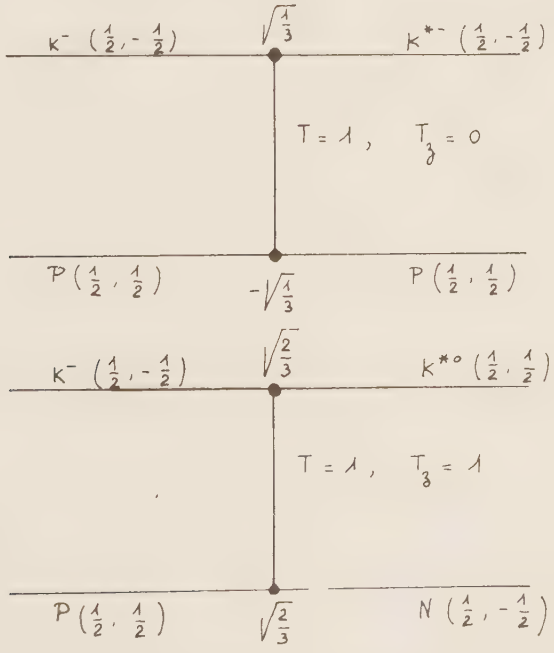
Cette comparaison doit nous permettre de déterminer l'isospin de la particule échangée.

En effet, alors que la réaction $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$ peut être produite par l'échange d'un méson d'isospin 0, ceci n'est pas possible pour $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*0}} N$, la charge des produits finals n'étant pas la même que celle des particules incidentes.

Plus précisément, la composition des isospins donne les résultats suivants (voir tableau V) :

- Echange $T = 0$ $\sigma(K^- P \longrightarrow \overline{K^{*0}} N) = 0$ (1)
- " $T = 1$ $\sigma(K^- P \longrightarrow \overline{K^{*0}} N) = 4\,(K^- P \longrightarrow K^{*-} P)$ (2)
- " $T > 1$ interdit. (3)

Tableau V



En ce qui concerne la partie pseudo-scalaire de l'échange, nous avons vu précédemment que celle-ci était importante en $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*0}} N$ et en accord avec la relation (2). Ceci entraîne $T = 1$ pour le méson pseudo-scalaire échangé.

En ce qui concerne la partie vectorielle de l'échange, le tableau VI présente la section efficace partielle de méson vectoriel échangé :

Tableau VI

Réaction	Section efficace totale	% méson vectoriel échangé	Section efficace partielle de méson vectoriel échangé
$K^- P \longrightarrow K^{*-} P$	0,84 ± 0,045 mb (cf. III,1)	82 ± 4 (cf. III,4)	0,69 ± 0,05 mb
$K^- P \longrightarrow \overline{K^{*0}} N$	0,79 ± 0,11 mb (cf. IV,1)	~ 20 ± 20 (cf. IV,4)	0,15 ± 0,15 mb

Dans le cas de l'échange d'un isovecteur la seconde section efficace serait 4 fois plus grande que la première.

Elle est au contraire compatible avec 0. Un pur échange T = 0 est donc possible.

On peut donc conclure que la partie pseudo-scalaire est T = 1 (méson π) tandis que la partie vectorielle est T = 0 (ω).

Notons que l'invariance "A" proposée par BRONZAN et LOW [28] interdit l'échange de ρ, ce qui est compatible avec nos résultats.

2 - COMPARAISON AUX RESULTATS DE L'EXPERIENCE $K^+P \longrightarrow K^{*+}P$ [29 - 30] $P_{K^+} = 3,0$ GeV/c -

Les conclusions de cette expérience sont :

- $\sigma(K^+P \longrightarrow K^{*+} \rightarrow K^0\pi^+ P) = 0,80 \pm 0,10$ mb

- $\begin{cases} \rho_{00} = 0,07 \pm 0,06 \\ \rho_{1-1} = 0,32 \pm 0,06 \\ Re\rho_{10} = 0,10 \pm 0,05 \end{cases}$

- Pur échange de vecteur

- Pour un échange de ω

$$A\omega = 0,7$$

$$\frac{f^2}{4\pi} \frac{G_v^2}{4\pi} = 12$$

Comparons successivement chacun de ces résultats à ceux que nous avons obtenus :

● la section efficace $\sigma(K^-P \longrightarrow K^{*-} \rightarrow \overline{K^0}\pi^- P)$ doit être égale à $\sigma(K^+P \longrightarrow K^{*+} \rightarrow K^0\pi^+ P)$ dans le modèle OME, par invariance par conjugaison de charge au sommet du K^*.

La valeur $(K^-P \longrightarrow K^{*-} \rightarrow \overline{K^0}\pi^- P) = 0,56 \pm 0,03$ mb et la valeur correspondante en K^+P sont sensiblement différentes. Cette différence donne la limite de validité du modèle utilisé. Le modèle de l'absorption prédit une section efficace $(K^-P \longrightarrow K^{*-} \rightarrow \overline{K^0}\pi^- P)$ de 0,60 mb, en utilisant les couplages mesurés dans l'expérience K^+P à 3 GeV/c, ce qui est en meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

● Nous avons retenu, comme valeur des éléments de la matrice densité du K^{*-}, moyenné sur l'angle de production :

$$\begin{cases} \rho_{00} = 0,18 \pm 0,04 \\ \rho_{1-1} = 0,32 \pm 0,04 \\ \mathrm{Re}\,\rho_{10} = -0,01 \pm 0,02 \end{cases}$$

La valeur de ρ_{00} trouvée dans l'expérience des K^+ s'écarte de près de 2 erreurs de la valeur trouvée ici. D'autre part, le modèle OME prévoit pour ρ_{00} :

$$\rho_{00} = \frac{\text{section efficace partielle d'échange de } \pi}{\text{section efficace totale}}$$

$$= \frac{0,11 \text{ mb}}{0,80 \text{ mb}} = 0,14$$

Ceci est à comparer avec le résultat expérimental $\rho_{00} = 0,07 \pm 0,06$. On se rappelle que l'accord était bien meilleur dans l'expérience $K^- P$.

De même $\mathrm{Re}\rho_{10}$, que le modèle OME prédit nul, l'est dans l'expérience des K^-, mais s'en écarte de deux erreurs dans l'expérience des K^+.

Ces écarts sont peu significatifs, car dans la réaction $K^+ P \longrightarrow P \pi^+ K^\circ$, les événements $N^{*++}_{1,238} K^\circ$, sont abondamment produits et interfèrent avec les événements $K^{*+} P$. La correction d'un tel effet est difficile, et les erreurs présentées sont probablement sousestimées.

● Un pur échange de méson vectoriel est une hypothèse de travail dans l'expérience des K^+. On aurait cependant pu essayer de tenir compte d'un échange de π, que rien n'interdit et que la valeur $\rho_{00} = 0,07 \pm 0,06$ n'exclut d'ailleurs pas, et calculer sa contribution dans le modèle OME avec facteur de forme.

La valeur $\frac{f^2}{4\pi} \cdot \frac{G_v^2}{4\pi} = 12$ serait dans ce cas surestimée. Elle a été trouvée égale à 8,4 dans l'expérience des K^- de 3 GeV/c, compte tenu de l'échange de pseudo-scalaire observé. L'hypothèse d'un pur échange de vecteur aurait donné $\frac{f^2}{4\pi} \cdot \frac{G_v^2}{4\pi} = 10$.

D'autre part, le facteur de forme exponentiel a la même pente dans les deux expériences, puisque l'expérience des K^- a donné $A\omega = 0,69 \pm 0,05$.

En conclusion, cette expérience confirme quantitativement les résultats obtenus dans l'expérience $K^- P \longrightarrow K^{*-} P$ et $K^- P \longrightarrow \overline{K^{*0}} N$. Les résultats concernant l'interaction $K\mathcal{N} \longrightarrow K^*\mathcal{N}$ peuvent être résumés ainsi :

- le mécanisme de production est un processus "périphérique" ;

- les modèles théoriques "de l'absorption" et "OME" rendent assez bien compte des résultats, bien que ni l'un ni l'autre ne donnent une description complète ;

- les meilleurs résultats obtenus avec l'un et l'autre de ces modèles supposent que les particules échangées sont le méson π et le méson ω ;

- la mesure du produit des couplages dans le modèle périphérique :

$$\frac{g^2_{K\omega\overline{K^*}}}{4\pi} \cdot \frac{G^2_{P\omega\bar{P}}}{4\pi}$$

a donné $8,4 \pm 1,2$.

CHAPITRE VI

RÉACTION $K^- P \longrightarrow \overline{K^*}(1\,400), \mathcal{N}$

1 - MISE EN EVIDENCE -

Ainsi que nous l'avons vu en (III, 1) et (IV, 1), le $\overline{K^*}(1\,400)$ est produit dans les interactions $K^- P$ à 3 GeV/c et a été observé dans les modes de désintégration suivants :

$$K^{*-} \longrightarrow \overline{K^0}\,(\longrightarrow \pi^+ \pi^-)\ \pi^- \quad \text{dans} \quad K^- P \longrightarrow P \pi^- \overline{K^0}\,(\longrightarrow \pi^+ \pi^-) \qquad (1)$$

$$\overline{K^{*0}} \longrightarrow K^- \pi^+ \quad \text{dans} \quad K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N \qquad (2)$$

$$K^{*-} \longrightarrow K^- \pi^0 \quad \text{dans} \quad K^- P \longrightarrow P K^- \pi^0 \qquad (3)$$

$$K^{*-} \longrightarrow \overline{K^0} \pi^- \quad \text{dans} \quad K^- P \longrightarrow P \pi^- \overline{K^0} \qquad (4)$$

Dans la réaction (1), la désintégration du $\overline{K^0}$ est vue dans la chambre, alors que dans la réaction (4) les événements sont du type "deux branches".

La figure 18 montre la somme des distributions des masses $(\bar{K}\pi)$ dans les réactions (2), (3) et (4). La courbe en tirets représente la prédiction de l'espace des phases pondéré par une courbe de Breit-Wigner pour la désintégration du $\overline{K^*}(891)$ en $(\bar{K}\pi)$.

Entre 1,300 et 1,500 GeV/c^2, on observe 362 événements, alors que l'intégrale de la courbe en tirets entre ces valeurs en prévoit 228. Il y a donc un effet de 5,6 déviations standard aux alentours de 1,400 GeV/c^2 que l'on identifie à la production de $\overline{K^*}(1\,400)$.

La masse et la largeur de ce $\overline{K^*}$ ont été étudiées sur chacune des réactions (2), (3) et (4) par la méthode du maximum de vraisemblance décrite en annexe I, B. Les résultats sont présentés dans la table I suivante :

Table I

Réaction	Masse	Largeur
$K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$	1 400 ± 12	92 ± 12
$K^- P \longrightarrow P K^- \pi^0$	1 417 ± 11	86 ± 9
$K^- P \longrightarrow P \pi^- \overline{K^0}$	1 399 ± 24	99 ± 26

La moyenne pondérée de ces trois déterminations donne

$$M = 1\,404 \pm 15 \text{ MeV}/c^2$$
$$\Gamma = 92 \pm 14 \text{ MeV}/c^2$$

La courbe en trait plein présentée (figure 18) est obtenue en créant des événements par la méthode de Monte Carlo de la façon suivante :

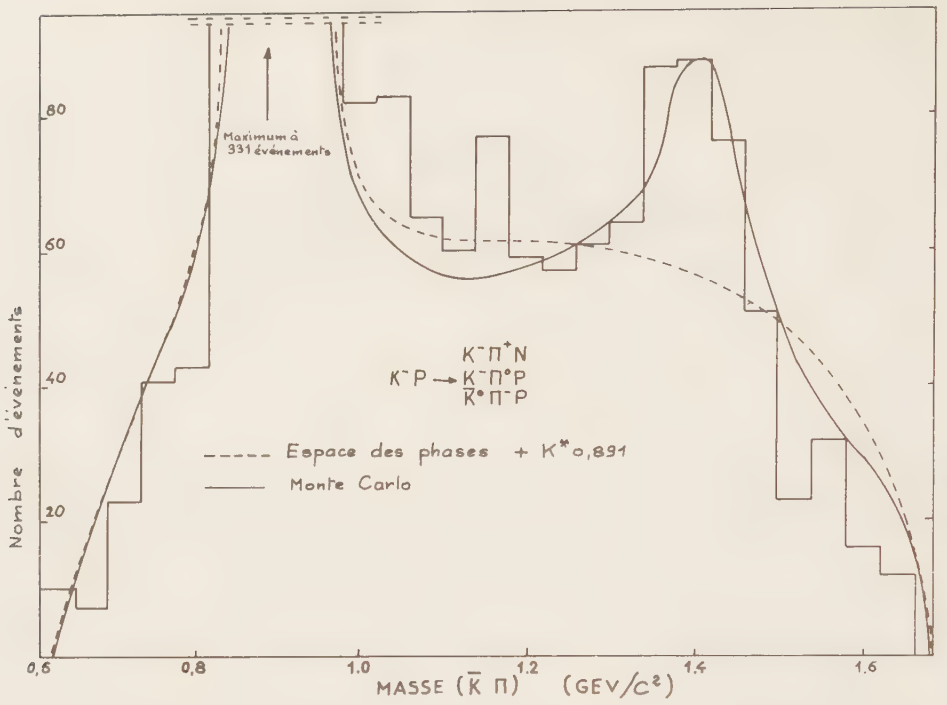


Figure 18 - Somme des distributions de masse équivalente ($\bar{K}\pi$) dans les réactions "deux branches".

$K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$
$K^- P \longrightarrow P K^- \pi^\circ$
$K^- P \longrightarrow P \pi^- \bar{K}^\circ$.

- pour chacune des réactions considérées, des événements sont créés en accord avec le modèle statistique pour chacune des voies physiques ouvertes,

- le nombre d'événements créés dans chacune de ces voies est proportionnel à la section efficace partielle de celle-ci préalablement déterminée par la méthode du maximum de vraisemblance (cf. Annexe I),

- la courbe, distribution des masses ($\bar{K}\pi$) est ensuite normalisée aux 1 912 événements disponibles.

L'étude de la section efficace de production du $\overline{K^*}(1\,400)$ sera faite après la détermination de son isospin, afin de pouvoir corriger pour les modes de désintégration non observés.

2 - MECANISME DE PRODUCTION -

Les figures 19 (a, b, c) montrent les diagrammes de Chew et Low pour les trois réactions précédentes.

Le $\overline{K^*}(1\,400)$ est émis pour des valeurs de Δ^2 relativement faibles, mais la distribution en Δ^2 est moins piquée vers les Δ^2 faibles que le $\overline{K^*}(891)$.

Vu l'importance du fond, il n'a pas été possible de faire une analyse du type de celle faite pour le $\overline{K^*}(891)$, ni même une distribution de Δ^2 significative.

3 - ISOSPIN DU $K^*(1\,400)$ -

Deux méthodes peuvent être utilisées, l'une basée sur les sections efficaces de production, l'autre sur les modes de désintégration.

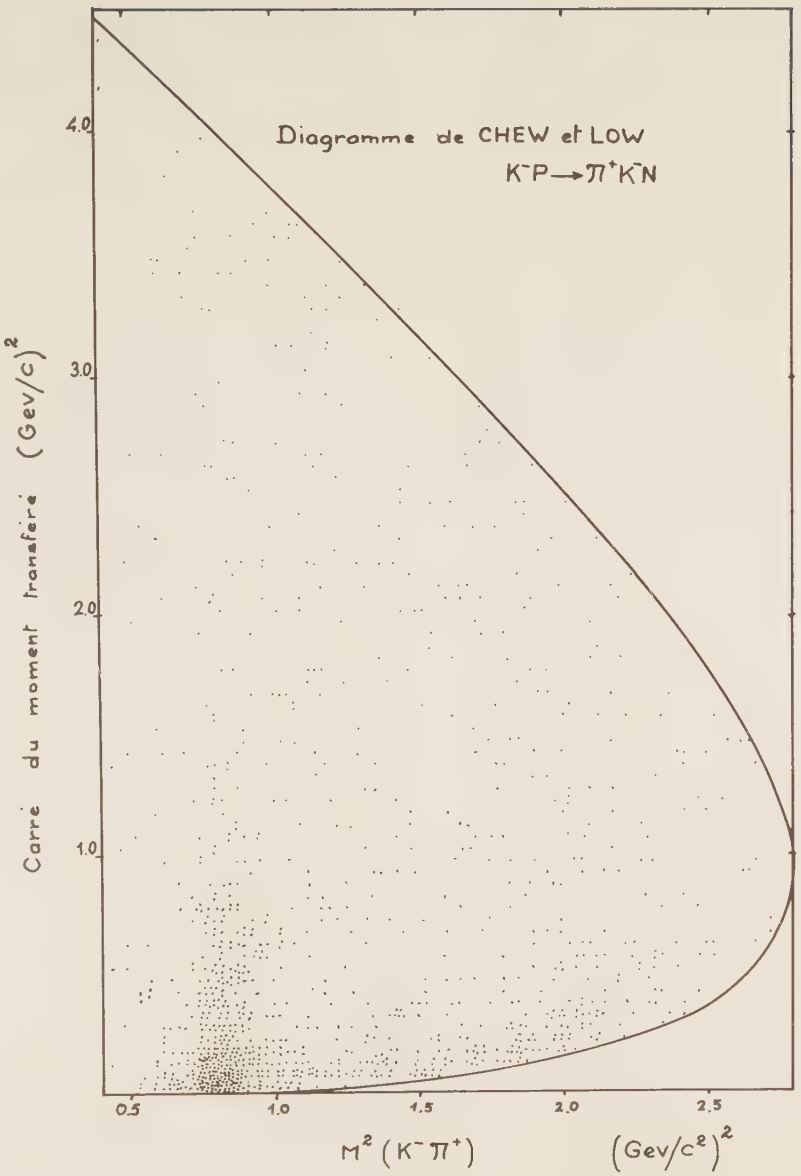


Fig. 19 a

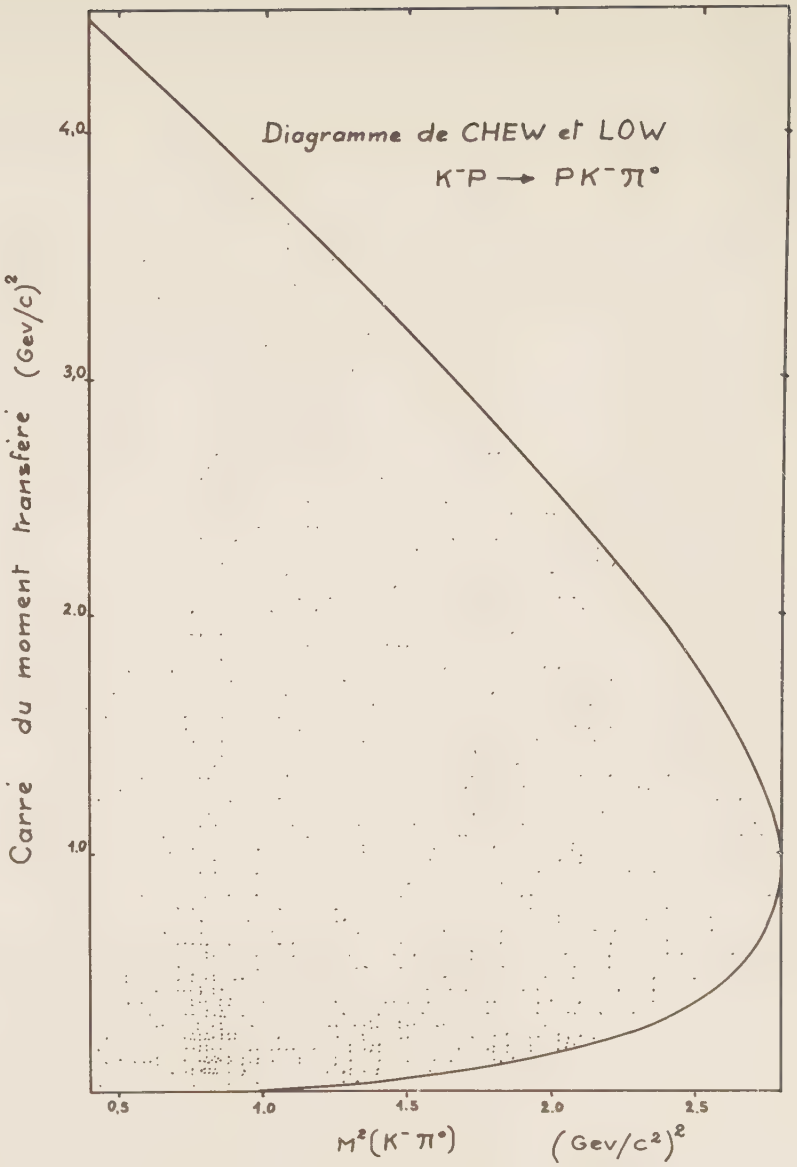


Fig. 19 b

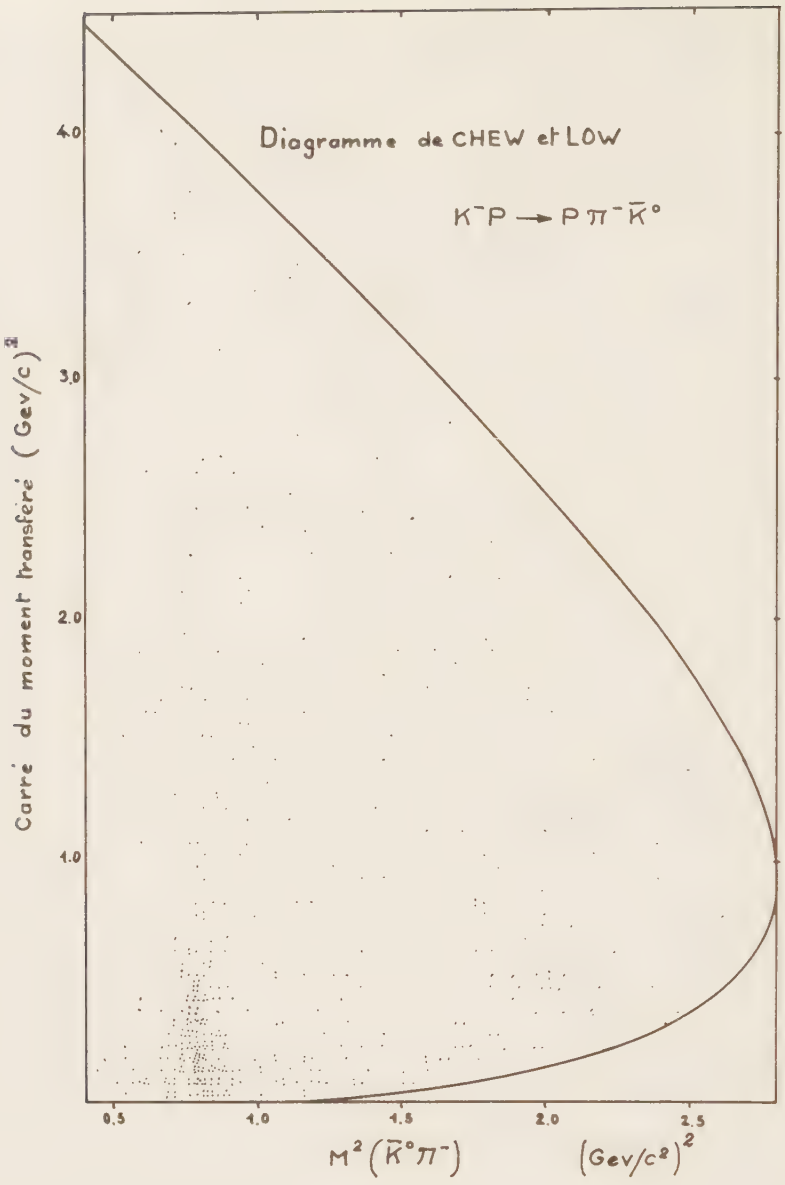


Fig. 19 c

Figure 19 - a) Diagramme de Chew et Low pour la réaction $K^- P \longrightarrow \pi^+ K^- N$
b) " " " " $\longrightarrow P K^- \pi^\circ$
c) " " " " $\longrightarrow P \pi^- \bar{K}^\circ$.

a) Sections efficaces de production.

Si le $\overline{K^*}(1400)$ a un isospin 3/2, alors on voit que la réaction

$$K^- P \longrightarrow \overline{K^*}(1400)\pi$$

a lieu dans un état T = 1, car l'état initial est soit T = 0, soit T = 1 et l'état final, soit T = 1, soit T = 2. Ceci entraîne que les sections efficaces de production :

$$\sigma_1 \qquad K^- P \longrightarrow K^{*-}(1400)\, P \quad \hookrightarrow \bar{K}\pi$$

$$\sigma_2 \qquad K^- P \longrightarrow \overline{K^{*\circ}}(1400)\, N \quad \hookrightarrow \bar{K}\pi$$

sont égales.

Réciproquement, l'égalité de ces deux sections efficaces ne prouve rien, alors qu'une différence significative exclut T = 3/2.

La section efficace σ_1 peut être facilement obtenue, car on peut connaître par maximum de vraisemblance la section efficace de production du $\overline{K^*}(1\,400)$ dans les trois réactions :

$$K^- P \longrightarrow P K^- \pi^\circ$$
$$K^- P \longrightarrow P \pi^- \overline{K^\circ} \quad \text{(non vu)}$$
$$K^- P \longrightarrow P \pi^- \overline{K^\circ} \longrightarrow \pi^+ \pi^-$$

Il suffit alors de faire la somme de ces trois sections efficaces partielles pour obtenir la section efficace σ_1, indépendamment de la connaissance de l'isospin. On obtient :

$$\sigma_1 = 160 \pm 80 \ \mu b$$

La très grande erreur expérimentale est liée au fait que le fond sous le $\overline{K^*}(1\,400)$ est très élevé, ainsi qu'on a pu le constater figure 18.

La section efficace σ_2 ne peut être obtenue qu'à travers le mode de désintégration $\overline{K^{*\circ}}(1\,400) \longrightarrow K^- \pi^+$, qui dans l'hypothèse T = 3/2 dans laquelle nous nous plaçons, représente 1/3 de la section efficace totale de désintégration du $\overline{K^{*\circ}}(1\,400)$.

On obtient :

$$\sigma_2 = 3.(69 \pm 28) = 207 \pm 84 \ \mu b.$$

On constate que σ_1 et σ_2 sont égales dans une demi erreur expérimentale, ce qui ne permet pas de conclure entre T = 1/2 et T = 3/2.

D'autre part, l'hypothèse T = 3/2 entraînerait que l'on devrait observer la réaction $K^+ P \longrightarrow K^{*++} N$. Il n'en a rien été jusqu'à maintenant.
$\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow K^+ \pi^+$

b) Modes de désintégration.

Les deux modes de désintégration $\overline{K^\circ}\pi^-$ et $K^- \pi^\circ$ sont observés dans un rapport 2 ou 0,5 selon que l'isospin du $K^{*-}(1\,400)$ est 1/2 ou 3/2.

On utilise ici la possibilité d'une coupure en moment transféré qui diminue le fond d'événements très périphériques et ne change pas le rapport entre les deux modes de désintégration.

Afin de tenir compte du fond résiduel, le nombre d'événements dans chacune des voies étudiées a été obtenu par soustraction entre le nombre d'événements dans la bande $1,300 \leqslant M(\overline{K}\pi) \leqslant 1,500$ et la somme du nombre d'événements dans les bandes $1,200 \leqslant M(\overline{K}\pi) \leqslant 1,300$ et $1,500 \leqslant M(\overline{K}\pi) \leqslant 1,600$.

La coupure en moment transféré qui diminuait le mieux le fond, sans trop diminuer le nombre d'événements disponibles a été trouvée :

$$t \geqslant 0,42 \ (GeV/c)^2$$

Le rapport obtenu est 1,6 ± 0,8. Ce rapport est en meilleur accord avec l'hypothèse T = 1/2 que T = 3/2.

Ce résultat vient d'être confirmé par l'étude comparée des réactions $K^- P \longrightarrow \overline{K}\pi n$ et $K^- P \longrightarrow \overline{K}\pi\pi p$ [31].

4 - SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION -

Ainsi que nous l'avons vu au cours de l'étude de l'isospin la section efficace σ_1 est :

$$\sigma_1(K^- P \longrightarrow K^{*-}(1\,400)\ P) = 160 \pm 80 \ \mu b$$
$$\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow \overline{K}\pi$$

D'autre part, nous savons que :

$$\sigma(K^- P \longrightarrow \overline{K}^{*\circ}(1\,400)\ N) = 69 \pm 28\ \mu b.$$
$$\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow K^- \pi^+$$

Avec l'hypothèse de l'isospin 1/2 pour le $\overline{K^*}(1\,400)$, la section efficace σ_2 est

$$\boxed{\sigma_2(K^- P \longrightarrow \overline{K}^{*\circ}(1\,400)\ N) = 104 \pm 42\ \mu b}$$
$$\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow \overline{K}\pi$$

En conclusion, cette étude a permis

- de confirmer l'existence du $K^*(1\,400)$ observé dans son mode de désintégration $\bar{K}\pi$ et d'en donner les sections efficaces de production

- de déterminer sa masse et sa largeur

$$M = 1\,404 \pm 15\ MeV/c^2$$
$$\Gamma = \quad 92 \pm 14\ MeV/c^2$$

- de donner I = 1/2 comme valeur la plus probable de son isospin.

ANNEXE I

A - PROGRAMME "MOMENT" D'ANALYSE DES CORRELATIONS ANGULAIRES -

Ce programme a été mis au point à Saclay par P. SCHLEIN et dérive des idées de BYERS et FENSTER [3].

Toute distribution angulaire $W(\theta, \varphi)$ peut se développer linéairement en harmoniques sphériques $Y_l^m(\theta, \varphi)$:

$$W(\theta, \varphi) = \sum_{l,m} a_{l,m} Y_l^m(\theta, \varphi)$$

En utilisant les propriétés d'orthonormalité des $Y_l^m(\theta, \varphi)$ on peut écrire

$$a_{l,m} = \iint W(\theta, \varphi) Y_l^m(\theta, \varphi) \, d\Omega$$

la meilleure estimation de cette intégrale pour un lot de N événements est :

$$< a_{l,m} > \sim \frac{\sum_{i=1}^{N} Y_l^m(\theta_i, \varphi_i)}{N}$$

L'erreur sur $a_{l,m}$ est alors

$$\Delta(a_{l,m}) = \left\{ \frac{1}{N} \left[\sum_{i=1}^{N} (Y_l^m(\theta_i, \varphi_i))^2 \Big/ N - \left(\sum_{i=1}^{N} \{ Y_l^m(\theta_i, \varphi_i) \} \Big/ N \right] \right\}^{1/2}$$

lorsqu'à chaque événement est attribué un poids, des formules plus compliquées déduites de l'analyse de la variance sont utilisées.

Les $< a_{l,m} >$ sont ensuite comparés aux prédictions théoriques.

En particulier, il arrivera souvent que ces prédictions supposent certains $< a_{l,m} >$ nuls. Connaissant la valeur de $< a_{l,m} >$ et son erreur, un calcul classique donnera le χ^2 de l'hypothèse $< a_{l,m} > = 0$. On en déduit par intégration la probabilité de cette hypothèse. Il s'agit là de χ^2 à 1 degré de liberté. Dans certains cas (par exemple $< a_{l_1 m} > = 0$ pour $l_1 > l_0$, quelque soit m, c'est un ensemble de $< a_{l,m} >$ que l'on prédira nul. Il s'agira de χ^2 à plusieurs degrés de liberté ($2l_1 + 1$ dans l'exemple présenté ci-dessus).

B - PROGRAMME DE CALCUL DES TAUX DE PRODUCTION DES DIFFERENTS CANAUX DE CHAQUE REACTION ET DETERMINATION DES POSITIONS ET LARGEUR DES RESONANCES -

Pour déterminer le maximum de la fonction de vraisemblance du problème, le programme MINFUN écrit par W. E. HUMPHREY [4] a été utilisé. L'hyper-surface $z = f(x_1, x_2 \ldots)$ est explorée au voisinage du minimum selon la méthode des ravins proposée par TYAPKIN [32]. Le programme permet de traiter simultanément jusqu'à 50 variables, x_1 x_2 ...

Calcul de la fonction de vraisemblance.

La section efficace différentielle d'une réaction s'écrit à un facteur près :

$$\frac{d\sigma}{d\bar{X}} = \sum_i |M_i|^2 \, \rho(\bar{X})$$

$\bar{X}$: représente l'ensemble des paramètres physiques définissant l'événement (angles, énergie totale E, etc.).

i : indice de la voie de sortie.

M_i : élément de matrice de la voie.

ρ : espace de phase.

$$\frac{d\sigma_i}{d\bar{X}} = |M_i|^2 \, \rho(\bar{X})$$

est la section efficace différentielle pour la voie i.

En l'absence d'interférence entre ces voies, la section efficace totale de la réaction s'écrit :

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\bar{X}} \, d\bar{X} = \sum_i \int |M_i|^2 \, \rho(\bar{X}) \, d\bar{X}$$

La section efficace partielle de la voie s'écrit :

$$\sigma_i = \int |M_i|^2 \, \rho(\bar{X}) \, d\bar{X}$$

La fonction de distribution des paramètres physiques $\bar{X}$ du problème, s'écrit pour un événement :

$$P(\alpha) = \left[\frac{d\sigma / d\bar{X}}{\sigma} \right]_\alpha = \left[\frac{\sum_i |M_i|^2 \, \rho(\bar{X})}{\sigma} \right]_\alpha$$

α est l'indice de l'événement (lettre grecque).

$[\ ]_\alpha$ signifie que la valeur entre crochets est prise pour l'ensemble $\bar{X}$ des paramètres physiques propres à l'événement α.

$$P(\alpha) = \left[\sum_i \frac{|M_i|^2}{\sigma_i} \frac{\sigma_i}{\sigma} \right]_\alpha \rho(\bar{X})$$

$a_i = \frac{\sigma_i}{\sigma}$ est le taux de la voie i. C'est l'ensemble des a_i qu'il faut déterminer par maximum de vraisemblance.

En ce qui concerne la voie physique "espace de phase" pur $|M_i|^2 = 1$, la fonction de distribution des paramètres $\bar{X}$ étant $\rho(\bar{X})$. D'autre part, le a_i correspondant à l'espace de phase pur est :

$$1 - \sum_{i=1}^{NTAUX} a_i$$

NTAUX est le nombre de voies autres que l'espace de phase pur :

$$P(\alpha) = \left[\sum_{i=1}^{NTAUX} \frac{|M_i|^2}{\sigma_i} a_i + \left(1 - \sum_{j=1}^{NTAUX} a_j\right) \frac{1}{\int \rho(\bar{X}) \, d\bar{X}} \right]_\alpha \rho(\bar{X})$$

Posons PNRPS = $\int \rho(\bar{X}) d\bar{X}$

$$P(\alpha) = \left[\sum_{i=1}^{NTAUX} \left(\frac{[|M_i|^2]_\alpha}{\sigma_i} - \frac{1}{PNRPS} \right) a_i + \frac{1}{PNRPS} \right] \rho(\bar{X})$$

Posons $P(\alpha,i) = \dfrac{[|M_i|^2]_\alpha}{\sigma_i}$

$$P(\alpha) = \left[\sum_{i=1}^{NTAUX} \left(P(\alpha,i) - \frac{1}{PNRPS} \right) a_i + \frac{1}{PNRPS} \right] \rho(\bar{X})$$

La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ s'écrit pour l'ensemble d'événements :

$$\mathcal{L} = \prod_\alpha P(\alpha) = \prod_\alpha \left[\sum_{i=1}^{NTAUX} \left(P(\alpha,i) - \frac{1}{PNRPS} \right) a_i + \frac{1}{PNRPS} \right] \rho(\bar{X})$$

Si on pose $\mathcal{L} = \mathcal{L}' \, \rho(\bar{X})$

$$\mathcal{L}' = \prod_\alpha \left[\sum_{i=1}^{NTAUX} \left(P(\alpha,i) - \frac{1}{PNRPS} \right) a_i + \frac{1}{PNRPS} \right]$$

C'est cette fonction que nous minimiserons.

Dans le cas de résonances connues, l'élément de matrice M_i d'une voie où est créée la résonance de masse m_i et de largeur γ_i et où l'on observe les produits de désintégration s'écrit :

$$[|M_i|^2]_\alpha = \frac{(\gamma_i/2)}{(\gamma_i/2)^2 + ([m_i]_\alpha - m_i)^2}$$

Les paramètres physiques sont alors les m_i.

La procédure de calcul est la suivante :

1 - Calculer $PNRPS = \int \rho(m_i)\, dm_1 \ldots dm_n$

" $\sigma_i = \int \dfrac{(\gamma_i/2)}{(\gamma_i/2)^2 + ([m_i]_\alpha - m_i)^2} \, \rho([m_i]_\alpha)\, d[m_1]_\alpha \ldots d[m_n]_\alpha$

2 - Calculer :

$$P(\alpha,i) = \frac{\dfrac{(\gamma_i/2)}{(\gamma_i/2)^2 - ([m_i]_\alpha - m_i)^2}}{\sigma_i}$$

La fonction $\mathcal{L}$ s'en déduit.

Dans le cas des résonances dont on veut mesurer masse (A) et largeur (B), l'élément de matrice s'écrit :

$$|M_i|^2 = \frac{(B/2)}{(B/2)^2 + ([m_i]_\alpha - A)^2}$$

Les paramètres A et B vont varier à chaque minimisation de la fonction $\mathcal{L}$.

Les σ_i ne sont donc plus des constantes de la réaction, mais doivent être recalculées après chaque étape de la minimisation

$$\sigma_i = \int \frac{(B/2)}{(B/2)^2 + ([m_i]_\alpha - A)^2} \, \rho([m_i]_\alpha)\, d[m_1]_\alpha \ldots d[m_n]_\alpha$$

De même, on calcule $P(\alpha,i)$ et $\mathcal{L}$.

A l'issue de ce travail, je voudrais témoigner ma gratitude à Monsieur le Professeur BERTHELOT, sous la direction duquel j'ai travaillé depuis mon entrée au Commissariat à l'Energie Atomique.

Je tiens aussi à exprimer ma profonde reconnaissance à Messieurs BARLOUTAUD, LEVEQUE et MEYER qui m'ont initié à la Physique des Hautes Energies et m'ont apporté leurs conseils amicaux tout au long de ce travail. Que Monsieur MEYER soit tout particulièrement remercié pour l'atmosphère exceptionnelle qu'il a su donner à son Service.

Je voudrais aussi exprimer ma reconnaissance aux physiciens ayant participé à ce travail à Saclay et dans les Laboratoires en Collaboration sur cette expérience, et en particulier au Professeur SCHLEIN et au Docteur MONARI pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux.

Je tiens également à remercier tous ceux qui au CERN, à l'Ecole Polytechnique ou à Saclay ont participé aux diverses phases de cette expérience. En particulier, je voudrais assurer de ma sincère gratitude l'équipe de dépouillement et de mesures, et tout spécialement Mademoiselle HERRIER.

Je ne saurais terminer sans remercier Madame LEBEY et Mademoiselle DURAND pour le travail précieux de dactylographie de cette thèse qu'elles ont toujours effectué avec une souriante efficacité, ainsi que Monsieur DEMOND qui a pris en charge l'exécution des dessins de cet exposé.

Il ne m'est pas possible de remercier ici tous ceux qui ont contribué à ce travail. J'aimerais leur exprimer à tous ma gratitude.

RÉFÉRENCES

[1] J. GOLDBERG, J.M. PERREAU - Rapport CERN 63-12 (1963).

[2] R.A. SALMERON, R.G.P. VOSS - Rapport CERN 62-2 (1962).

[3] N. BYERS, S. FENSTER - Phys. Rev. Letters 11, 52 (1963).

[4] W.E. HUMPHREY, A.H. ROSENFELD - Ann. Rev. Nucl. Sci. Vol. 13, 127 (1963).

[5] M.N. FOCACCI, S. FOCARDI, G. GIACOMELLI, L. MONARI, P. SERRA - Rapport INFN/AE 64-4 Bologna, (1964).

[6] J. BADIER et al. - Note CEA-N 532 (1965).

[7] A.H. ROSENFELD, A. BARBARO-GALTIERI, W.H. BARKAS, P.L. BASTIEN, J. KIRZ, M. ROOS - Rapport UCRL 8030 ReV. June 1964.

[8] J. BADIER et al. - (Two Body Production in K^-P Collisions at 3 GeV/c), Comptes rendus de la Conférence Internationale de Physique de Haute Energie, Dubna 1964.

[9] J.D. JACKSON, H. PILKUHN - Nuovo Cimento 33, 906 (1964).

[10] K. GOTTFRIED, J.D. JACKSON - Nuovo Cimento 34, 735 (1964).

[11] L. DURAND III, and Y.T. CHIU - Phys. Rev. Letters 12, 399 (1964).

[12] Voir par exemple : "Angular Momentum in Quantum Mechanics". A.R. EDMONDS - (Univ. Press, Princeton, 1957).

[13] J.D. JACKSON, J.T. DONOHUE, K. GOTTFRIED, R. KEYSER, B.E.Y. SVENSSON - Phys. Rev. 139, B 428 (1965).

[14] K. GOTTFRIED, J.D. JACKSON - Nuovo Cimento 33, 309 (1964).

[15] S.B. TREIMAN, C.N. YANG - Phys. Rev. Letters 8, 140 (1962).

[16] J.D. JACKSON - Nuovo Cimento 34, 1644 (1964).

[17] N.J. SOPKOVICH - Nuovo Cimento 26, 186 (1962).

[18] A. DAR, M. KUGLER, Y. DOTHAN, S. NUSSINOV - Phys. Rev. Letters 12, 82 (1964).

[19] J.D. JACKSON - Rev. Mod. Phys. 37, 484 (1965).

[20] M. JACOB, G.C. WICK - Ann. Phys. 7, 404 (1959).

[21] M. JACOB - Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris (1961).

[22] A.H. ROSENFELD, A. BARBARO-GALTIERI, W.H. BARKAS, P.L. BASTIEN, J. KIRZ, M. ROOS - Rapport UCRL 8030. Version corrigée du 1.10.65.

[23] N. HAQUE et al. - Phys. Letters 14, 338 (1965).

[24] L.M. HARDY, S.U. CHUNG, O.I. DAHL, R.I. HESS, J. KIRZ, D.H. MILLER - Phys. Rev. Letters 14, 401 (1965).

[25] S. FOCARDI, A. MINGUZZI-RANZI, L. MONARI, P. SERRA, S. HERRIER, A. VERGLAS - Phys. Letters 16, 351 (1965).

[26] S. GOLDHABER - Proc. Athens Topical Conf. on Recently Discovered Resonant Particles p. 92, 1963.

[27] U. AMALDI, F. SELLERI - Nuovo Cimento 31, 360 (1964).

[28] J.B. BRONZAN, F.E. LOW - Phys. Rev. Letters 12, 522 (1964).

[29] G.R. LYNCH, M. FERRO-LUZZI, R. GEORGE, Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT, V.P. HENRI, B. JONGEJANS, D.W. LEITH, F. MULLER, J.M. PERREAU - Phys. Letters 9, 359 (1954).

[30] G.R. LYNCH, M. FERRO-LUZZI, R. GEORGE, Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT, V.P. HENRI, B. JONGEJANS, D.W. LEITH, F. MULLER, J.M. PERREAU - Nuovo Cimento 39, 417 (1965).

[31] J. BADIER, M. DEMOULIN, J. GOLDBERG, B.P. GREGORY, C. PELLETIER, A. ROUGE, M. VILLE, R. BARLOUTAUD, A. LEVEQUE, C. LOUEDEC, J. MEYER, P. SCHLEIN, A. VERGLAS, D.J. HOLTHUIZEN, W. HOOGLAND, J.C. KLUYVER, A.G. TENNER - Phys. Letters 19, 612 (1965).

[32] A.A. TYAPKIN - Proc. of the 1960 Annual Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester, p. 138.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Orsay, le 11 Mai 1966
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. BERGERARD

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 297
1966